



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

ULB

Wärmeübergang bei turbulenzarmen Prallstrahlen im Hinblick auf die Optimierung von Trocknern für Druckmaschinen

Dosdoğru, Günay
(1974)

DOI (TUprints): <https://doi.org/10.25534/tuprints-00013544>

License:



CC-BY 4.0 International - Creative Commons, Attribution

Publication type: Book

Division: 16 Department of Mechanical Engineering
16 Department of Mechanical Engineering

Original source: <https://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/13544>

Wärmeübergang bei turbulenzarmen Prallstrahlen im Hinblick auf die Optimierung von Trocknern für Druckmaschinen

Vom Fachbereich für Maschinenbau
an der Technischen Hochschule Darmstadt

zur

Erlangung des Grades eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)

genehmigte

DISSERTATION

vorgelegt von

DIPL.-ING. A. GÜNAY DOSDOĞRU
geboren in Paris/Frankreich

Berichterstatter:	Prof. Dipl.-Ing. Karl R. Scheuter
Mitberichterstatter:	Prof. Dr.-Ing. Werner Kast Prof. Dr.-Ing. Ernst-Ulrich Schlünder
Tag der Einreichung:	18. 5. 1973
Tag der mündlichen Prüfung:	29. 10. 1974

Darmstadt 1974

D 17

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Tätigkeit am Institut für Druckmaschinen und Druckverfahren an der Technischen Hochschule Darmstadt im Rahmen eines Forschungsvorhabens über die Optimierung von Trocknungseinrichtungen. Mein Dank gilt dem Institutsleiter, Herrn Professor Dipl.-Ing. Karl R. Scheuter, der mir bei der Durchführung dieser Arbeit volle Entscheidungsfreiheit überließ und sie bis zu ihrer Einreichung sachlich förderte.

Den Herren Professoren Dr.-Ing. Werner Kast und Dr.-Ing. Ernst-Ulrich Schlünder danke ich für ihre kritischen Diskussionsbeiträge und für die Übernahme des Korreferates.

Danken möchte ich ebenfalls all den Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des Instituts, die mir beim Zustandekommen der Arbeit stets behilflich waren, sowie der Forschungsgesellschaft Druckmaschinen e. V. und dem Bundeswirtschaftsministerium, das über die Arbeitsgemeinschaft industrieller Forschungsvereinigungen (AIF) die Untersuchung finanziell unterstützte.

Nicht zuletzt möchte ich auch Herrn Professor Dr. Wolfram Eschenbach, den ehemaligen Institutsleiter, dankbar erwähnen, der mich zur Bearbeitung von strömungs- und verfahrenstechnischen Problemen in Druckmaschinen an das Institut holte und den Fortgang der Arbeit stets mit regem Interesse verfolgte und mir eine wertvolle Hilfe war.

Meiner Frau

Hiermit erkläre ich an Eides statt, daß ich die vorliegende Arbeit – abgesehen von den ausdrücklich genannten Hilfen – selbständig verfaßt habe.

Günay Dosdoğru

INHALTSVERZEICHNIS

1. Bezeichnungen	1
2. Einleitung und Abgrenzung der Aufgabenstellung	5
3. Das Trocknen von Druckfarben	7
3.1 Stand der Untersuchungen über das Trocknungsverhalten von lösemittelhaltigen Druckfarben	7
3.2 Trockner für Druckmaschinen	9
4. Stand der Prallstrahluntersuchungen	14
5. Versuchseinrichtungen	27
5.1 Aufbau der Versuchsanlage	27
5.2 Das Prinzip der örtlichen Wärmeübergangsmessung	28
5.2.1 Allgemeine Betrachtungen	28
5.2.2 Technische Ausführung und Wirkungsweise des Wärmeflußgebers	29
5.2.3 Meßprinzip	30
5.2.4 Physikalische Grundlagen der Wärmeübergangsmessung mit Heißfoliengeber	32
5.3 Eichung des Wärmeflußgebers	37
5.4 Versuchsdurchführung	49
6. Freistrahlundtersuchungen von Schlitzdüsen	52
6.1 Allgemeines	52
6.2 Düsenkonstruktion	54
6.3 Geschwindigkeits- und Turbulenzmessungen	59
7. Einzelner ebener Prallstrahl	79
7.1 Strömungs- und Turbulenzvorgänge im Wandstrahl	79
7.2 Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahl längs der Prallwand für ebene Wandstrahlen	101
7.3 Einfluß der Turbulenzerhöhung auf den Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahl	118
7.4 Mittlere Wärmeübergangszahl für einzelne ebene Prallstrahlen	122
8. Mehrfache ebene Prallstrahlen	127
8.1. Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahl	127
8.2 Mittlere Wärmeübergangszahl für mehrfache ebene Prallstrahlen	137
9. Vergleich zwischen den einzelnen und mehrfachen ebenen Prallstrahlen im Hinblick auf eine Optimierung	141

10. Vergleich eigener Ergebnisse mit denen anderer Autoren	152
11. Hinweise für die Optimierung eines Prallstrahltrockners für Druckmaschinen	157
12. Zusammenfassung	163
13. Anhang	166
13.1 Mathematische Grundlagen der Wärmeübergangsmessung mit Heißfoliengeber	166
14. Schrifttum	177
15. Lebenslauf	187

1. BEZEICHNUNGEN

A	Temperaturanstieg Gl. (5.17)
A'	von Prandtl-Zahl abhängige Konstante Gl. (5.9) sowie Gl. (13.33)
a	Geschwindigkeitsgradient
B	Düsenbreite
B _F	Folienbreite (in Strömungsrichtung)
c; c ₁ ; C; C ₁	Konstanten
c _p	spezifische Wärme bei konstantem Druck
D	Düsendurchmesser
F	Fläche
F _G	wärmeabgebende Geberoberfläche (Oberfläche der Heißfolie)
F _p	Trocknungsfläche
F _h	Düsenquerschnittsfläche Gl. (6.1)
f _h	hydraulischer Formparameter Gl. (7.15a)
h	Düsenhöhe
I _G	Geberstrom Gl. (5.6)
i	Anzahl der Düsen
j	Plattenlänge bzw. Düsenteilung
K ₁ ; K ₂	Eichfaktoren Gl. (5.23)
K ₃ ; K ₄	Konstanten Gl. (7.3)
k	Korndurchmesser Gl. (7.3)
k _h	Profiltiefe der Düse Gl. (6.1)
L	Trocknerlänge
l	Trocknerbreite bzw. Düsenlänge in Schlitzrichtung
m; n	Exponenten
Q _G	elektrische Heizleistung des Wärmeflußgebers
P	Druck
P _{Ddyn}	dynamischer Druck am Düsenaustritt
P _{Pr} - P	Prestonrohrstaudruck
R _B	Betriebswiderstand der Heißfolie Gl. (5.1)
R _o	Widerstand der unbeheizten Folie Gl. (5.1)
t	Temperatur
U	Brückengleichspannung (Ausgangsspannung am Anemometer)
U _∞	maximale Grenzschichtgeschwindigkeit auf der tangential angeströmten Platte (Geschwindigkeit der Grundströmung)
u'	Schwankungsgeschwindigkeit in Richtung der Grundströmung
$\overline{u'^2}$; $\overline{v'^2}$; $\overline{w'^2}$	zeitlicher Mittelwert der Schwankungsgeschwindigkeit
w _D	Düsenaustrittsgeschwindigkeit
w _S	örtliche Geschwindigkeit im Freistrah in Achsrichtung z' für den Achs- abstand x
w _{Str}	örtliche Geschwindigkeit in der Strahlachse - Freistrah - (vgl. Bild 6.1)

$w_x; w_z$	Geschwindigkeitskomponente der Strömung parallel – bzw. senkrecht zur angeströmten Fläche (vgl. Bild 6.1)
$w_{x\max}$	Maximalwert von w_x (vgl. Bild 6.1)
w_{xth}	theoretische Geschwindigkeit am äußeren Rand der Grenzschicht Gl. (7.10)
w_{xPr}	Prestonrohrgeschwindigkeit Gl. (7.11)
$x; y; z$	Ortskoordinaten (vgl. Bilder 5.1; 5.5; 5.10 und 6.1)
$z; z'$	axiale Koordinate von der Oberfläche (vom Staupunkt) bzw. vom Düsenaustritt aus (vgl. Bild 6.1)
z'_0	Kernlänge
Z	Abstand zwischen der Platte und dem Düsenaustritt (Plattenabstand)
α'	Temperaturkoeffizient
α	effektive örtliche Wärmeübergangszahl
α_0	effektive Wärmeübergangszahl im Staupunkt
$\alpha_{lamE}; \alpha_{lamR}$	theoretische Wärmeübergangszahl im Staupunkt einer zweidimensionalen bzw. rotationssymmetrischen Staupunktströmung
α_{Gstr}	vom Wärmeflußgeber gemessene (nicht korrigierte) örtliche Wärmeübergangszahl – Wärmeübergangszahl des Gebers nur für erzwungene Konvektion Gl. (5.8) –
$\alpha_{Gstr.0}$	vom Wärmeflußgeber im Staupunkt gemessene (nicht korrigierte) Wärmeübergangszahl
α_m	mittlere Wärmeübergangszahl
β	Stoffübergangszahl bzw. Formparameter der Keilströmung Gl. (5.16) und (5.17)
$\delta; \delta_0$	Strömungsgrenzschichtdicke an einer beliebigen Stelle bzw. im Staupunkt
λ	Wärmeleitzahl
ν	kinematische Zähigkeit
η	Gesamtwirkungsgrad des Ventilators
τ_w	Wandschubspannung
$\Psi_1; \Psi_2$	Faktoren Gl. (7.15b) bzw. (8.3)
ρ	Dichte

dimensionslose Kenngrößen

Re_x	$= U_\infty \cdot x / \nu$	örtliche Reynolds-Zahl
Re_B	$= w_D B / \nu$	auf die Düsenbreite B bezogene Reynolds-Zahl
Re_j	$= w_{Dj} / \nu$	auf die Plattenlänge bzw. Düsenteilung j bezogene Reynolds-Zahl
Nu_{Gstr}	$= \alpha_{Gstr} x / \lambda$	örtliche Nusselt-Zahl des Wärmeflußgebers
Nu_x	$= \alpha x / \lambda$	örtliche Nusselt-Zahl
$(Nu_B)_m$	$= \alpha_m B / \lambda$	mittlere, auf die Düsenbreite B bezogene Nusselt-Zahl
$(Nu_j)_m$	$= \alpha_m j / \lambda$	mittlere, auf die Plattenlänge bzw. Düsenteilung j bezogene Nusselt-Zahl
Pr	$= c_p \cdot \rho \cdot \nu / \lambda$	Prandtl-Zahl
Tu	$= \sqrt{u^2} / U_\infty$	auf die maximale Grenzschichtgeschwindigkeit bezogener Turbulenzgrad (tangential angeströmte Platte)

$Tu = \sqrt{u'^2}/w_{Str}$	auf die Geschwindigkeit in der Strahlachse bezogener Turbulenzgrad (Freistrah)
$Tu^* = \sqrt{u'^2}/w_D$	auf die Düsenaustrittsgeschwindigkeit bezogener Turbulenz- grad (Freistrah)
$Tu_S = \sqrt{u'^2}/w_s$	auf die Geschwindigkeit im Achsabstand x bezogener Turbulenzgrad (Freistrah)
$z'/B; z'/D$	dimensionsloser Düsenabstand (Freistrah)
$z'_0/B; z'_0/D$	bezogene Kernlänge (Freistrah)
$Z/B; Z/D$	dimensionsloser Plattenabstand
$x/B; x/D$	dimensionsloser Staupunktabstand
$j/B; j/D$	dimensionslose Plattenlänge bzw. Teilungsverhältnis

Indices

D	Düse
E	ebene
G	Geber
h	höhenabhängige oder hydraulische
L	Luft
lam	laminar
o	Staupunkt (nur im Zusammenhang mit dem Prallstrahl)
Pr	nach Prestonrohrmethode
R	runde
r	Unterschicht, Rand
S	Parallel zur Strahlachse z' im Achsabstand x
str, Str	Strömung bzw. in der Strahlachse
T	Temperatur
u	Umgebung
w	Wand

2. EINLEITUNG UND ABGRENZUNG DER AUFGABENSTELLUNG

Zum Drucken werden vielfach physikalisch trocknende Druckfarben verwendet, die als flüchtige Bestandteile fast ausnahmslos organische Lösemittel enthalten. Zu ihrer Trocknung, die in einem Bruchteil einer Sekunde durchgeführt werden muß, werden verschiedenartige Trocknungseinrichtungen eingesetzt. Darunter nehmen Düsen-trockner, oft auch Prallstrahltrockner genannt, bei denen Luft aus mehreren Düsen senkrecht auf die Oberfläche der bedruckten Bahn strömt, eine besondere Stellung ein. Sie erfüllen nämlich die durch den Druckprozeß gegebenen Anforderungen am besten.

Es besteht eine ziemlich reiche Literatur über allgemeine Untersuchungen des Stoff- bzw. Wärmeübergangs mittels Prallstrahlen. Für die Stoffübergangsmessungen benutzte man aus experimentellen Gründen meistens die Wasser- bzw. die Naphthalinverdunstung. In vielen Fällen beschränkte man sich wegen der Analogie zwischen dem Wärme- und Stoffübergang auf die Ermittlung von Wärmeübergangszahlen, welche in der Regel meßtechnisch leichter und genauer zu bestimmen sind. Die vorliegende Arbeit, deren Ziel einen Beitrag zur Optimierung der Prallstrahltrockner zu leisten ist, folgt der letztgenannten Vorgehensweise. Damit wurde bewußt die Problematik der physikalischen Farbtrocknung ausgeklammert. Wollte man versuchen, im Sinne einer umfassenden Aufgabenstellung, die örtliche Trocknungsgeschwindigkeit von Druckfarben auf laufenden, von Prallstrahlen beaufschlagten Bahnen zu messen, um Prallstrahltrockner unter Berücksichtigung der Farbtrocknung zu optimieren, so würde man wegen der Vielzahl an Parametern, weder die Problematik der physikalischen Farbtrocknung, noch die Phänomene der Prallstrahlen, im Hinblick auf die Optimierung in einer vertretbaren Zeit einigermaßen genau erfassen (abgesehen davon, daß erst eine neue und genaue Meßmethode zu diesem Zweck ausgearbeitet werden müßte). Dieser spezielle Fall konnte wahrscheinlich deswegen bisher weder experimentell noch theoretisch in wissenschaftlicher Weise behandelt werden.

Da aber die Farbtrocknung im Zusammenhang mit der Optimierung nicht unwichtig ist, soll dieser Problemkreis wenigstens durch einen ausführlichen Bericht über die bekannt gewordenen experimentellen Untersuchungen dargelegt werden. Anschließend wird die Literatur über die Wärme- und Stoffaustauschvorgänge behandelt, wobei die Wiedergabe von kurzen Inhaltsangaben unter Hervorhebung wichtiger Ergebnisse nicht versäumt wird. In einigen Fällen werden auch ergänzende Bemerkungen zu den einzelnen Literaturstellen gemacht. Erst diese ausführliche Literaturstudie wird eindeutig zeigen, warum bei den eigenen Untersuchungen das Hauptgewicht bei der Prallstrahltrocknung als allgemeiner Fall, nicht aber bei der eigentlichen Farbtrocknung liegt.

Die vorliegende Arbeit behandelt hauptsächlich die Bestimmung der örtlichen und der mittleren Wärmeübergangszahlen bei einfachen und mehrfachen ebenen Prall-

strahlen in Abhängigkeit von verschiedenen Parametern. Um den Einfluß der Strahl­turbulenz auf den Wärmeübergang zu zeigen, welcher im Zusammenhang mit der Optimierung eine große Rolle spielt, werden auch Strömungs- und Turbulenzvorgänge in Freistrahlen sowie in Prallstrahlen untersucht. Wie in Abschnitt 4 gezeigt wird, existieren nur wenige Arbeiten über dieses Problem. Insbesondere wurde der Wärmeübergang bei turbulenzarmen Prallstrahlen kaum untersucht. Es ist bekannt, daß bei turbulenten Prallstrahlen im Staubereich der Wärmeübergang sehr hoch ist. Nicht bekannt ist dagegen, ob dabei die für große Trocknungsflächen maßgeblichen mittleren Wärmeübergangszahlen, welche letzten Endes über die mittlere Stoffübergangszahl die Trocknungsgeschwindigkeit beeinflussen, ebenfalls groß sind. Diese Frage kann geklärt werden, wenn man zum Vergleich mit turbulenten Prallstrahlen die mittleren Wärmeübergangszahlen von turbulenzarmen Prallstrahlen ebenfalls kennt. Ausgehend von turbulenzarmen Prallstrahlen, die durch besondere Düsenkonstruktionen und durch eine störungsfreie Luftzufuhr erzeugt werden können, soll der Wärmeübergang insbesondere bei geringer, aber auch bei hoher Strahl­turbulenz untersucht werden.

3. DAS TROCKNEN VON DRUCKFARBEN

3.1 Stand der Untersuchungen über das Trockenungsverhalten von lösemittelhaltigen Druckfarben

Über das Trocknen von Druckfarben, die auf einem Bedruckstoff als Druck vorliegen, sind nur wenige Untersuchungen bekannt. Der komplizierte Aufbau der Druckfarbe (Mehrstoffgemisch) und die möglichen Wechselwirkungen zwischen der Druckfarbe und dem Bedruckstoff während des Trocknens einerseits und die Vielzahl der Parameter andererseits erschweren eine präzise und umfassende Trocknungsuntersuchung außerordentlich. Näheres über den Aufbau der Druckfarben sowie über ihre Wechselwirkungen mit dem Bedruckstoff sind in den Büchern [38], [39], [40], [41] und insbesondere bei Apps [42] zu finden.

Die Trocknung von Druckfarben erfolgt entweder vorwiegend durch chemische oder vorwiegend durch physikalische Veränderungen des aufgetragenen Farbfilmes. Die Tiefdruck- und die Flexodruckfarben, die fast nur leichtflüchtige organische Lösemittel (Toluol, Alkohole, Ester) enthalten [43], [44] weisen eine Verdunstungstrocknung, also eine physikalische Trocknung auf. Für den Siebdruck werden in vielen Fällen auch physikalisch trocknende Druckfarben [45], [46] benutzt. Die Trocknung von Buch- und Offsetdruckfarben kann gleichzeitig chemisch und physikalisch erfolgen [47]. Bei den sog. Heat-Set-Farben, die schwer flüchtige organische Lösemittel enthalten, überwiegt die physikalische Trocknung [48].

Die bisher bekannt gewordenen wissenschaftlichen Farbtrocknungsuntersuchungen behandeln fast ausschließlich die physikalische Trocknung. Bevor auf diese Arbeiten eingegangen wird, soll zuerst eine auf dem Gebiet der Lacktrocknung entstandene grundlegende Arbeit von Dätwyler [49] erwähnt werden, die auch für die physikalische Trocknung von Druckfarben prinzipiell von großer Bedeutung ist. Dätwyler untersuchte in seiner Dissertation die physikalische Trocknung von Lacken und zeigte, daß unter gewissen Einschränkungen die Grundsätze der allgemeinen Theorie der Trocknung von Festkörpern zur Beschreibung des Verlaufes der physikalischen Trocknung von Lacken angewandt werden können. Da physikalisch trocknende Lacke und lösemittelhaltige Druckfarben in ihrem Aufbau dem Prinzip nach vergleichbar sind, ist auch für Druckfarben eine ähnliche Verhaltensweise zu erwarten. Ein grundsätzlicher Unterschied zwischen den zeitlichen Verläufen der Verdunstungskurven dürfte allerdings in beiden Fällen wegen der grundsätzlich verschiedenen Dicken der aufgetragenen Farbschichten bestehen. Unmittelbar nach dem Druck befindet sich nämlich auf dem Bedruckstoff je nach dem Druckverfahren eine frische Druckfarbe von einiger μm Schichtdicke, während bei Lackschichten in der Regel ein Vielfaches davon aufgetragen wird. Da die Verdunstungsverlaufskurven praktisch alle Einflußgrößen des Trocknungsvorganges zeigen, muß ihre Messung mit präzisen Methoden erfolgen. Die von Dätwyler [49] zur Ermittlung von Verdunstungsverlaufskurven eingesetzte gaschromatographische Analysenmethode ist

wegen ihrer hohen Genauigkeit eine Gewähr für die Zuverlässigkeit seiner Messungen, wenn auch der Aufwand beträchtlich ist. Bei der Ermittlung der Verdunstungsverlaufskurven sind mehrere Einflußgrößen wirksam, deren genaue Bestimmung unumgänglich ist. Um den Gebrauchswert z. B. einer Trocknungseinrichtung von Rollenrotationstiefdruckmaschinen bestimmen zu können, sind nach Niesgoda [50] folgende wichtige Größen experimentell zu bestimmen: Luftmengen, Lufttemperaturen, Lösemittelgehalt der Luft, Papiermasse nach der Trocknung, Wassergehalt des Papiers, Papierbahntemperatur, Leistung von Heizeinrichtungen und Ventilatoren, bei Druckprozeß übertragene Farb- und Lösemittelmenge, Restlösemittelmenge im Druckprodukt, Abschmierneigung der Farbschicht. Solche Untersuchungen erfordern einen erheblichen meßtechnischen Aufwand. Die im folgenden aufgeführten Arbeiten über die physikalische Trocknung von Druckfarben behandeln deshalb nur die Bestimmung der wichtigsten der oben aufgeführten Größen. Eschenbach, Wagenbauer und Fink [51] untersuchten die Faktoren, welche die Trocknung in Tiefdrucktrockenanlagen beeinflussen. Dabei wurden im einzelnen Trockenluftmengen, Temperaturen, Papiergeschwindigkeiten sowie Lösemittelkonzentrationen in der Luftgrenzschicht und Restlösemittel in der bedruckten Papierbahn gemessen. Die Bestimmung der Lösemittelkonzentration in der Luft und des Restlösemittelgehaltes im bedruckten Papier erfolgte ohne die Kenntnis der Arbeit von Dätwyler [49] ebenfalls mit Hilfe der gaschromatographischen Meßmethode. Bei der Bestimmung des Restlösemittelgehaltes wurden zuerst aus der bedruckten Rolle mehrere bedruckte Proben in Form eines festen Paketes ausgestanzt und in gasdichten Kolben gelagert. Anschließend wurde das Restlösemittel durch Extraktion aus der Farbschicht herausgelöst, destillativ vom Extraktionsmittel und anderen nicht wesentlichen Komponenten getrennt und im Gaschromatographen mit hoher Genauigkeit quantitativ bestimmt. Graf [10] ermittelte für Kunststoffolien und Papiere an einer Versuchstiefdruckmaschine den Trocknungsverlauf über die Trocknerlänge. Dabei erfolgte die Messung des verdunsteten Lösemittels mit Hilfe eines Explosimeters. Diese Methode erlaubt zwar keine so präzise Messung wie die in [49] und [51] eingesetzte gaschromatographische Methode, dafür ist sie aber verhältnismäßig leicht und schnell durchführbar. Ferner berichtet Graf [10] über einige Abschmierversuche in einer Tiefdruckrotationsmaschine, deren Trocknungseinrichtung aus einer Parallelstromtrocknung mit zusätzlicher Düsentrocknung bestand. Die Versuche wurden bei verschiedenen Temperaturen und Geschwindigkeiten der Trockenluft durchgeführt. In [10] wurde auch gezeigt, wie die Papiertemperatur beim Durchgang durch einen Tiefdrucktrockner ansteigt. Zur einfachen Bestimmung vom Restlösemittelgehalt in Tiefdrucken schlägt Niesgoda [50] vor, bedruckte Proben bekannter Fläche auszuwiegen, im Trockenschrank bei Temperaturen oberhalb der Siedetemperatur der Lösemittel längere Zeit künstlich nachzutrocknen und anschließend wiederum zu wiegen. Der Massenverlust setzt sich dann aus der verdampften Lösemittel- und Wassermenge zusammen, deren Anteile durch einen Vergleich des Massenverlustes einer nach dem gleichen Verfahren behandelten unbedruckten Probe von bekannter Fläche bestimmt werden kann. Diese Methode ist zwar sehr einfach, dürfte aber wegen der unzureichenden Meßgenauigkeit nur zum Erkennen einiger Grundtendenzen der Trocknung nützlich

sein. Eine andere, bei hoher Genauigkeit mit sehr geringem Aufwand anwendbare Meßmethode zur Bestimmung des Restlösemittelgehaltes eines beliebigen Druckproduktes wurde in [52] beschrieben. Zur Messung wird ein Infrarotspektralphotometer und eine dazugehörige heizbare Gasküvette als Zusatzgerät benötigt. Dabei werden die einer stillgesetzten Bahn entnommenen bedruckten Proben in Form von Streifen in einer bestimmten Lage im Innenraum der Gasküvette untergebracht. Die in den Strahlengang des Spektralphotometers einzusetzende, dicht abgeschlossene Gasküvette wird auf eine bestimmte Temperatur geheizt. Anschließend wird mit Hilfe des Spektralphotometers ein Spektrum der Dämpfe aufgenommen, die sich bei der eingestellten Temperatur im Innenraum der Gasküvette entwickelt haben. Mit dieser Methode ist nicht nur ein einwandfreier Nachweis des Restlösemittels, sondern auch seine genaue quantitative Bestimmung möglich. Der Vorteil dieser Infrarot-Methode gegenüber der gaschromatographischen Methode liegt darin, daß erstens solche Untersuchungen einen sehr geringen Vorbereitungsaufwand benötigen und zweitens die Proben nach dem Meßvorgang als einzig sichtbare Strukturveränderung nur eine leichte Vergilbung aufweisen, d. h. nicht wie bei [51] total zerstört werden. Die in [51] und [52] erzielten Meßergebnisse stimmen trotz der gänzlich verschiedenen Meßmethoden gut überein. Beide Verfahren erfüllen demnach die Genauigkeitsansprüche bei der Ermittlung von Restlösemittelgehalten von Druckprodukten sehr gut. Selbstverständlich sind sie auch geeignet zur genauen Ermittlung von Verdunstungsverlaufskurven, wenn die Nachteile einer stationären Messung in Kauf genommen werden können. Die Anfangsperiode der Verdunstung kann z. B. nicht vollständig erfaßt werden. Denn in der Zeit zwischen der Probenentnahme und der gasdichten Lagerung der Probe findet bei einer stationären Messung eine unvermeidliche Dampfentwicklung statt, die aber bei einer geschickten Versuchsdurchführung auf ein Minimum reduziert werden kann.

Es ist noch zu erwähnen, daß Dätwyler [49] zahlreiche andere Literaturstellen auführt, die hauptsächlich über die Lösemittelverdunstung aus freien Oberflächen bzw. aus Lacken berichten. Der Einfluß der verschiedenen Strömungsvorgänge auf die Wärme- bzw. Stoffübergangszahl und somit auf die Trocknungsgeschwindigkeit ist bei den obengenannten Arbeiten nur in einigen Fällen, und zwar als Teilaspekt vorhanden, d. h., man hat nur Tendenzen aufgezeigt und auf eine quantitative allgemein umfassende Auswertung verzichtet. Insbesondere wurden in den seltensten Fällen die hier interessierenden Prallstrahlen für die Trocknung benutzt.

3.2. Trockner für Druckmaschinen

Die Optimierung der Trockner ist für die Druckmaschinenhersteller und -betreiber von besonderer Bedeutung. Allen Druckverfahren ist es gemeinsam, daß die Maschinengeschwindigkeiten in letzter Zeit durch technische Fortschritte erhöht wurden und auch weiter erhöht werden sollen. Die Laufgeschwindigkeit der bedruckten Bahn wird aber insbesondere beim Rollentiefdruck – oft auch beim Offset- und Buchdruck – in erster Linie von der Wirksamkeit der Trocknungseinrichtung bestimmt. In der Praxis wird häufig wegen einer ungenügenden Trocknung die mechanisch und drucktechnisch mögliche Maschinenhöchstgeschwindigkeit nicht erreicht.

An die Trocknungseinrichtung einer Druckmaschine werden deshalb sehr hohe Anforderungen gestellt. Die Druckqualität ist nicht allein von der Funktionsfähigkeit der unmittelbar am Druck beteiligten Maschinenteile abhängig, sondern schließlich vom Trocknungsprozeß, der nachträglich die Druckqualität negativ beeinflussen kann. So ist es wichtig, daß die Oberflächentemperatur ein vom Druckverfahren her gegebenes Maß nicht überschreitet, da sonst die Harze des Bindemittels erweichen, was zum Ablegen und Schmieren führt oder gar Dampfblasen entstehen, welche die Farbschicht aufreißen und dadurch die Druckqualität beeinträchtigen. Zudem werden die festen Bestandteile der Druckfarbe und eventuell auch die Fasern des Bedruckstoffes bei hohen Temperaturen in Mitleidenschaft gezogen, so daß z. B. bei satten Drucken eine unruhige, oft mit einem grauen Schimmer behaftete Oberfläche entstehen kann. Diese Erscheinung tritt z. B. beim Rollenoffsetdruck, wenn Gasflammentrockner eingesetzt werden, häufig auf [1], [2], [3].

Gegenteilige Meinungen in bezug auf den Temperatureinfluß werden in der graphischen Fachpresse auch vertreten, z. B. [4], die besagen, daß gerade wegen dieser hohen Temperaturen ein vom Kunden geschätzter hoher Glanz und eine hohe Farbintensität beim Offsetdruck erzielt wird. Die Temperatur ist meistens in erster Linie durch den Bedruckstoff selbst begrenzt. Das Papier darf besonders im Tiefdruck keine hohen Temperaturen erreichen, weil sonst durch zu starke Dimensionsänderungen der Papierbahn beim Mehrfarbendruck Schwierigkeiten auftreten.

Mehrfarbige Drucke entstehen durch Übereinanderdrucken einfarbiger Teilbilder. Dabei ist es von größter Bedeutung, daß sich die Teilbilder genau decken, weil sonst störende Farbränder und Unschärfen entstehen, die in der Fachsprache des Druckers als »Registerfehler« oder als »Passerungenauigkeit« bezeichnet werden. Der Registerfehler kann besonders beim Tiefdruck häufig auftreten, da hierbei nach jedem Druckwerk getrocknet wird und deswegen Schrumpfungen in verstärktem Maße vorkommen. Aus diesem Grunde dürfen beim Tiefdruck die Bahntemperaturen kaum über 50° C steigen.

Da man im Offset- und Buchdruck erst nach dem fertigen Mehrfarbendruck trocknet, können im Trockner zwar höhere Temperaturen zugelassen werden, doch dürfte aber auch hier die oberste zulässige Grenze in der Größenordnung von 90° C liegen. Sonst ist wegen der Schrumpfung der Papierbahn mit Spannungserhöhungen, ferner mit der Versprödung des Papiers und mit Reißgefahr zu rechnen.

Bei allen Hauptdruckverfahren sowie bei Flexodruck und Siebdruckverfahren sind Trocknungseinrichtungen erwünscht, die mit den Maschinenleistungen Schritt halten und wirtschaftlich arbeiten können, eine schonende Trocknungswirkung aufweisen, gleichzeitig aber eine wisch- und ablegfeste Farbtrocknung gewährleisten. Die Trocknungseinrichtung muß außerdem in der Lage sein, die während der physikalischen Farbtrocknung entstehenden Lösemitteldämpfe mit möglichst viel frischer Luft zu versetzen und rasch von der Gutsoberfläche zu entfernen, um dadurch ein großes Konzentrations- bzw. Partialdruckgefälle zu erzeugen.

Diese Anforderungen werden am besten von Trocknern erfüllt, die als Hauptmerkmal eine sehr intensive Luftumwälzung, also eine erzwungene Konvektion aufweisen. Für die Größe der Trocknungsgeschwindigkeit einer physikalischen Trocknung sind die Wärme- und Stoffaustauschvorgänge verantwortlich. Diese Austausch-

vorgänge finden bei erzwungener Konvektion in einer dünnen Grenzschicht statt, welche an die Austauschfläche unmittelbar angrenzt. Eine Erhöhung der Trocknungsgeschwindigkeit erfolgt durch eine große Partialdruckdifferenz und durch eine hohe Stoffübergangszahl β . Die Erhöhung der Temperatur bewirkt zwar eine Zunahme der Partialdruckdifferenz und der Stoffübergangszahl, ist aber aus oben genannten Gründen in Grenzen zu halten. Die Stoffübergangszahl ist ferner sehr stark von den Strömungsvorgängen in der Grenzschicht abhängig. Dabei spielt auch die Dicke der Strömungsgrenzschicht eine wichtige Rolle. Je dünner die Grenzschicht, um so größer ist der Wärmeübergang und damit der Stoffübergang. Die Strömungsgrenzschichtdicke ist wiederum neben der Strömungsgeschwindigkeit in erster Linie von der ursprünglichen Richtung der Strömung zur Oberfläche (senkrechte oder parallele Anströmung) abhängig. Die Bedeutung der Anströmungsrichtung wurde schon frühzeitig erkannt.

So zeigt z. B. Eckert [125], daß nach der Theorie der laminaren Strömung an einer senkrecht angeströmten Platte bei gleicher aufgewendeter Mindestleistung, bei einer vorgegebenen Übertemperatur der Oberfläche und bei vorgegebener Luftgeschwindigkeit am Endquerschnitt, verglichen mit der längsangeströmten Platte, mehr als das zweifache der Wärmemenge abgeführt werden kann. In den letzten zwanzig Jahren wurden bei wissenschaftlichen Untersuchungen an zweidimensionalen bzw. rotationssymmetrischen Prallstrahlen sogar darüber hinausgehende Erhöhung des Wärme- bzw. Stoffübergangs festgestellt. Dabei werden die Düsen senkrecht in einem verhältnismäßig kurzen Abstand zur Oberfläche angeordnet. Über diese Untersuchungen, die von verschiedenen Bereichen der Verfahrenstechnik, Thermodynamik und Aerodynamik stammen, wird im nächsten Kapitel ausführlich berichtet.

Das Prinzip der Prallstrahl-trocknung von bedruckten Bahnen war im Druckmaschinenbau sehr früh bekannt. Die wahrscheinlich ältesten deutschen Patente (Kadus-Werk) stammen aus den Jahren 1930–33 [5], [6], [7], [8]. Im gleichen Zeitraum wurden auch die ersten Patente in England und in den USA – Brabæk [9] – gemeldet. Schon damals wurde in einer dieser Patentschriften [5] auf die Nachteile der Heizvorrichtung bei der Trocknung von im Tiefdruckverfahren bedruckten Bahnen hingewiesen und bei Anwendung der neuen Erfindung, nämlich der Prallstrahl-trocknung, sogar vom möglichen Wegfall einer besonderen Heizvorrichtung berichtet. Damals konnte man noch keine wissenschaftlich fundierten Kenntnisse über die Strömungsvorgänge und über den Wärme- und Stoffübergang bei Prallstrahlen mitteilen. Die Zeichnung einer alten Tiefdruck-trocknungseinrichtung, die mit schräg zur Papierbahn gerichteten Schlitzdüsen im Prinzip die Merkmale eines Prallstrahl-trockners aufweist, wurde neuerdings von Graf [10] gezeigt. Im Zusammenhang mit der geschichtlichen Entwicklung führt Graf aus, daß schon im Jahre 1935 solche Trockner von einem Druckmaschinenhersteller gebaut wurden. Trotz dieser frühzeitigen Entwicklungen geriet in späteren Jahren das bewährte Prallstrahl-trocknungssystem in Vergessenheit. Nur einige wenige Druckmaschinenhersteller haben dieses Verfahren beibehalten und versucht, es weiter zu entwickeln. Die meisten Hersteller jedoch gingen auf andere Trocknungssysteme über, die als Hauptmerkmal trotz der bekannten Nachteile eine hohe Wärmezufuhr aufweisen.

Solche Trocknungseinrichtungen, die zudem meistens ohne eine ausgeprägte Luftströmung arbeiten, werden immer noch gebaut. Beispiele hierzu sind Heiztrommel (Rollentiefdruck), Infrarotstrahlungstrockner, Gasflammentrockner (Rollenoffsetdruck). In der neuesten Zeit kamen auch die Mikrowellentrockner hinzu. Wahrscheinlich erst durch eine weitere Entwicklung der Prallstrahltrockner vor rund 15 Jahren, die unter dem Namen »Gardner-Hochgeschwindigkeitstrockner« in der Papier- und Druck-Industrie bekannt wurden, besann man sich wieder auf die Vorzüge dieses Verfahrens. So wurde seither hauptsächlich in der graphischen Fachpresse von mehreren Autoren [12], [13], [14], [15], [16], [17], insbesondere von Graf [10] und Kähler [11] erneut auf die Nachteile der oben als Beispiel aufgeführten Trocknungseinrichtungen hingewiesen, wobei die Vorteile der Prallstrahltrockner besonders hervorgehoben wurden. Durch Untersuchungen über die Düsenanordnung und Düsengeometrie bei Mehrdüsensystemen gelang es Gardner [18], [19] Anhaltspunkte für eine Optimierung des Prallstrahltrockners zu gewinnen. Gardner hat z. B. zu diesem Zweck für verschiedene Düsenteilungen und Schlitzbreiten die mittleren Wärmeübergangszahlen an einem senkrecht angeströmten rotierenden Zylinder gemessen und festgestellt, daß die mittlere Wärmeübergangszahl bei einer bestimmten, von der Düsenbreite abhängigen Düsenteilung einen maximalen Wert aufweist [19]. Gardner hat über seine Untersuchungen ferner – wenn auch weniger grundlegend – in [20], [21], [22], [23], [24], [25] berichtet. Seine Arbeiten sind zwar im Hinblick auf eine Optimierung wertvoll, sie können aber nach dem heutigen Standpunkt aus folgenden Gründen nur als Orientierungsversuche gewertet werden:

1. Seine zahlenmäßig beschränkten Versuche waren nicht systematisch genug, um eine ausreichende quantitative Auswertung zu ermöglichen.

2. Über seine Versuchsanordnung und Meßmethode sind in den oben genannten Arbeiten nur wenige Angaben zu finden, so daß einiges unklar bleibt.

Dazu muß erwähnt werden, daß Gardner seine Untersuchungen während seiner Tätigkeit bei einem Trocknungshersteller durchführte und infolgedessen wohl zeitlich nicht in der Lage war, alle wissenschaftlich interessanten Fragen zu behandeln.

Gardner-Trockner, die mit Düsenaustrittsgeschwindigkeiten bis zu 80–90 m/s arbeiten, wurden nach Angaben von Buntrock [32] zum erstenmal 1955 in der Papierindustrie und 1958 in der Druckindustrie installiert. Bis 1963 erfolgten weitere 200 Installationen. Daraus geht hervor, daß der Prallstrahltrockner wieder einen festen Platz in den Druckmaschinen gefunden hat.

Die bisherigen Ausführungen zeigen, daß in Druckmaschinen Prallstrahltrockner anderen Trocknungseinrichtungen weit überlegen sind und vom Verfahren her bereits einige Optimierungsmerkmale besitzen. Zudem bieten sich die Prallstrahlen wegen der hohen Wärmeübergangszahlen vorteilhaft als Wärmeträger an, so daß andere Heizvorrichtungen nur dann notwendig werden, wenn aus begründeten Überlegungen an einer bestimmten Stelle der Trocknungsoberfläche eine örtlich begrenzte Wärmezufuhr benötigt wird. So beschreibt beispielsweise Hultgreen[33] hauptsächlich für die Papiertrocknung einen kombinierten Prallstrahl-Infrarottrockner. Im Zusammenhang mit der Tiefdruck- und Flexodrucktrocknung führt er aber aus, daß reine Prallstrahltrockner für diese Fälle die wohl logische Antwort wären. In [34] werden ebenfalls kombinierte Prallstrahl-Infrarottrockner für die

Trocknung von gestrichenen Papieren besprochen. Im Zusammenhang mit den Prallstrahlrocknern für die Papiertrocknung sind ferner die Arbeiten von Daane und Han [35], von Villalobos [36], von Holik [37] und eine kürzlich erschienene Dissertation von Hirsch [37a], in der über Untersuchungen mit einem Gardner-Trockner berichtet wird, zu erwähnen.

4. STAND DER PRALLSTRAHLUNTERSUCHUNGEN

Im folgenden wird auf spezielle Untersuchungen mit mehr oder weniger allgemein gültigen quantitativen Aussagen über den Wärme- bzw. Stoffübergang von rotationssymmetrischen (runden) oder von zweidimensionalen (ebenen) Prallstrahlen eingegangen¹⁾.

Zur Untersuchung des Stoffüberganges wurde fast immer nur Wasser als Verdunstungsflüssigkeit benutzt. Schrader [53] untersuchte für einzelne runde Prallstrahlen den mittleren Stoffübergang – wahrscheinlich bisher als einziger – nicht nur bei der Wasserverdunstung, sondern auch bei der Verdunstung von zwei verschiedenen organischen Lösemitteln (n-Butylalkohol und Essigsäure) aus befeuchteten kreisförmigen Sandoberflächen. Er stellte unter anderem fest, daß trotz verschiedener Verdunstungsflüssigkeiten die allgemeinen Ähnlichkeitsgesetze des Stoffübergangs (dimensionslose Darstellung der Stoffübergangszahl) gültig sind. Seine Ergebnisse lassen in diesem Zusammenhang den wichtigen Schluß zu, daß bei der Prallstrahlentrocknung auch im Falle der organischen Lösemittelverdunstung aus Farbschichten Ähnlichkeitsgesetze anwendbar sein dürften. Praktisch als erster untersuchte Schrader eingehend die Strömungs- und Temperaturvorgänge bei runden Luft-Prallstrahlen, um den Stoffübergangsprozeß verständlicher zu machen. Glaser [54] berichtete über mittlere Stoffübergangszahlen für einzelne ebene Prallstrahlen sowie für Mehrdüsenanordnungen, die an einer Versuchsanlage ähnlich wie jene, die Schrader bei seinen Messungen verwendete, gemessen wurden. Landgraf [55] wertete die Schradersche Arbeit aus, um die Ergebnisse auf Mehrdüsenanordnungen zu übertragen, mit dem Ziel, möglichst optimale Düsenanordnungen zu finden.

Die mittleren Stoffübergangszahlen von Geweben in einer halbindustriellen Prallstrahlentrocknungsanlage wurden von Bunin [57a] für verschiedene Parameter, wie die Düsenteilung, Düsenbreite, Entfernung vom Gewebe, Temperatur, Feuchtigkeitsgehalt, Düsenaustrittsgeschwindigkeit gemessen und durch Formeln erfaßt.

Tiefere Erkenntnisse über den Stoffübergang erhält man, wenn der Verlauf der örtlichen Stoffübergangszahl ebenfalls bekannt ist. Bei Prallstrahlen ist der Verlauf der örtlichen Stoff- bzw. Wärmeübergangszahl bei kleinen Abständen zwischen dem Düsenaustritt und der Aufpralloberfläche starken Schwankungen unterworfen. Besonders in solchen Fällen ist es erwünscht, eine örtliche Messung durchzuführen, um einige Phänomene zu erklären.

Es sind nur wenige Forscher zu benennen, die für Prallstrahlen sowohl örtliche als auch mittlere Stoffübergangszahlen gemessen haben. So berichteten Korger und Křižek [57] über örtliche Stoffübergangsmessungen für einzelne ebene Prallstrahlen in Reihenanordnung und gaben eine Gleichung für die mittlere Stoffüber-

¹⁾ Zur Vereinfachung werden im weiteren Textverlauf die korrekten Bezeichnungen »rotationssymmetrische« oder »zweidimensionale« meistens mit den Begriffen »runde« bzw. »ebene« ersetzt. Unter »Prallstrahl« wird in der vorliegenden Arbeit immer ein auf eine ebene Wand senkrecht auftreffender runder bzw. ebener Düsenstrahl verstanden, wenn nicht ausdrücklich etwas anderes gesagt wird.

gangszahl an. In [57] wurde die Messung der örtlichen Stoffübergangszahl mit Hilfe der Sublimation von Platten aus Naphthalin bestimmt. Krassnikow und Danilow [58] untersuchten für Mehrdüsenanordnungen (Schlitzdüsen) Strömungs- und Temperaturvorgänge, die örtliche Stoffübergangszahl und den Wärmeübergang bei der Trocknung von Papier und Karton. Als Ergebnis wurde für die Bestimmung der Trocknungsgeschwindigkeit eine modifizierte dimensionslose Stoffübergangsgleichung angegeben, welche anstelle der in der Literatur üblichen dimensionslosen Stoffübergangszahl eine als Kriterium von Reynolds für den Massenstrom der Materie definierte Kennzahl Re^* enthält. Diese Kennzahl stellt praktisch eine dimensionslose Trocknungsgeschwindigkeit dar, die aus der Trocknungsgeschwindigkeit in $(\text{kg}/\text{m}^2\text{h})$, aus einer charakteristischen Länge und aus der dynamischen Zähigkeit des Dampf-Luftgemisches gebildet wird. Sie ist eine Funktion der Reynolds-Zahl, einem charakteristischen Längenverhältnis und einem Temperaturverhältnis. Wie von Krassnikow und Danilow mit Recht hervorgehoben wird, hat diese Definitionsgleichung dem gewöhnlichen Nusseltkriterium gegenüber den praktischen Vorzug, die Größe der Trocknungsgeschwindigkeit unmittelbar zu beinhalten. Leider findet man in [58] keine ausführlichen Angaben insbesondere in Form von Bildern über die Versuchsanordnung, Versuchsdurchführung und über einige weitere Zwischenergebnisse, die zu einem klaren Verständnis der Endergebnisse führen könnten.

Örtliche Messung der Stoffübergangszahlen an mit Wasser befeuchteten Oberflächen, die von einem runden Prallstrahl getroffen werden, wurden später von Schlünder und Gnielinski [59] durchgeführt. Ihr Ziel war es, die von ihnen bestimmten Stoffübergangszahlen mit den bekannten, örtlichen bzw. mittleren Wärmeübergangszahlen anderer Autoren zu vergleichen und mit Hilfe von Ähnlichkeits- und Analogiebetrachtungen gemeinsam darzustellen.

Es gelang ihnen, ihre eigenen Meßergebnisse zusammen mit den Ergebnissen von Wärmeübergangsmessungen von vier verschiedenen Arbeiten innerhalb eines bestimmten Ähnlichkeitsbereiches mit einer Mindestgenauigkeit von $\pm 15\%$ durch eine empirische Formel für die mittlere Stoffübergangszahl wiederzugeben.

Später zeigte Kröttsch [60], daß die von Schlünder und Gnielinski [59] für den Stoff- und Wärmeübergang von runden Einzel-Prallstrahlen ermittelte empirische Formel auch voll auf Felder runder Düsen und Blenden übertragbar ist, wenn man die in weiten Bereichen vorhandenen Abweichungen durch eine empirische Feldkorrektur berücksichtigt. Lediglich bei sehr großen Düsen- bzw. Blendenfeldern reicht, wie Kröttsch ausführt, diese Feldkorrektur nicht mehr aus, um Abweichungen gegenüber der Einzeldüse zu erfassen.

In einer weiteren Arbeit [61] berichtet Kröttsch, wie man für vorgegebene Ventilatorleistung bei Runddüsentrocknern durch eine Optimierungsrechnung diejenige Feldgeometrie bestimmt, bei der die optimale Wärmeübergangszahl erreicht wird. In neuerer Zeit wurden von Schlünder, Kröttsch und Hennecke [62] auch für den ebenen einzelnen Prallstrahl örtliche Stoffübergangsmessungen ausgeführt, mit dem Ziel, analog zum runden Prallstrahl den Verlauf der örtlichen Stoffübergangszahl in Abhängigkeit von verschiedenen Parametern zu ermitteln sowie die daraus berechneten mittleren Stoffübergangszahlen in einer Korrelation zusammenzufassen. Auch in diesem Falle konnten sie innerhalb eines technisch wichtigen Ähnlichkeitsbereiches

unter Einbeziehung der Messungen von Korger und Křížek [57] und von Gardon und Akfirat [79] für den ebenen Prallstrahl eine empirische Gleichung für die mittlere Stoffübergangszahl aufstellen, wobei nahezu alle Meßwerte innerhalb einer Fehlergrenze von $\pm 15\%$ lagen. In [62] wurde auch durch einen Vergleich zwischen Rund- und Schlitzdüse gezeigt, daß bei gleichen Stoffwerten, gleicher Ventilatorleistung pro angeblasener Flächeneinheit, sowie bei einem konstanten Druckverlust die mittleren Wärme- bzw. Stoffübergangszahlen eines runden Prallstrahles je nach dem Abstand zwischen der angeblasenen Fläche und dem Düsenaustritt rund 30 bis 40% höher liegen als diejenigen eines ebenen Prallstrahles.

Örtliche Stoffübergangszahlen in Richtung der Schlitze bei ebenen Prallstrahlreihen wurden von Martin und Schlünder [63] gemessen, um die Ursachen der Randüber Trocknung in Schlitzdüsentrocknern zu ergründen. Sie fanden grundsätzlich einen etwa parabelförmigen Verlauf für die Stoffübergangszahl entlang der Schlitze. Das Minimum befand sich in der Schlitzmitte. Dieser parabelförmige Verlauf ist um so ausgeprägter, je kleiner der Abstand zwischen der Düsenmündung und der Guts oberfläche ist. Aufbauend auf diese Erkenntnisse errechnete Martin [64] später die Schlitzweite eines Schlitzdüsenfeldes unter der Bedingung des konstanten Wärme- und Stoffüberganges in Abströmrichtung. Als Ergebnis erhielt er eine Schlitzform, die in der Feldmitte mit größeren Austrittsquerschnitten beginnend allmählich zu den Rändern hin immer enger wird.

Im Zusammenhang mit der Randüber Trocknung bei Papiermaschinen und mit deren Behebung durch andere konstruktive Maßnahmen als die in [64] genannten, sei insbesondere auf die Arbeiten von Gardner [26], [27], [28], [29], [30] und ferner auf Schraml [31] verwiesen.

Zur Messung der örtlichen Stoffübergangszahlen wurde mit Ausnahme von Korger und Křížek [57] in allen oben aufgeführten Arbeiten die Verdunstungsmethode angewandt. Bei dieser Methode wird die Verdunstung einer Flüssigkeit gemessen, die z. B. in [59], [62] durch eine poröse Steinzeugplatte oder wie in [58] durch ein Filterpapier an die Austauschfläche gelangt. Zu diesem Zweck muß die untersuchte Fläche jedoch in definierte gegeneinander abgedichtete Abschnitte unterteilt werden, deren Stoffabgabe über getrennte Flüssigkeitskammern gemessen wird. Jede Flüssigkeitskammer besitzt ein Niveaugefaß und eine Meßbürette. Der wesentliche Nachteil dieser Methode liegt darin, daß man anstatt des gesuchten örtlichen Wertes den Mittelwert für einen im voraus festgelegten Oberflächenabschnitt erhält. Da die Oberflächenabschnitte nicht beliebig schmal gewählt werden können (z. B. in [62] in Staupunktnähe 5 mm Breite, in [58] bei Anwendung von Filterpapier 2 mm Breite), kann bei kleineren Düsendurchmessern bzw. Düsenbreiten, die z. B. in Trocknern für Druckmaschinen mitunter um 1 mm betragen, besonders im Staupunktbereich nicht mehr von örtlichen Messungen gesprochen werden.

Die von Korger und Křížek [57] verwendete an sich altbekannte Sublimationsmethode hat gegenüber der Verdunstungsmethode den Vorteil, daß die in der Versuchszeit abgetragene Stoffmenge als geometrische Profildeformation verhältnismäßig einfach gemessen werden kann. Eine Unterteilung in bestimmte Abschnitte war aber auch bei dieser Methode notwendig, wie aus [57] und aus einer von Korger und Křížek früher veröffentlichten, die Sublimationsmethode und ihre Erprobung

behandelnden Arbeit [56], hervorgeht. Obwohl in [57] die aktive Meßbreite der Naphthalinprismen nicht angegeben wird, ist aus [56] zu entnehmen, daß diese Breite wahrscheinlich 5 mm betrug. Eine streng örtliche Messung der Stoffübergangszahl erfolgte demnach bei keiner der bisher zitierten Arbeiten. Krückels [65] berichtet über eine neue photometrische Methode, die in bestimmten Fällen für eine echte örtliche Messung von Stoff- bzw. Wärmeübergangszahlen sehr gut geeignet ist. Bei dieser Methode handelt es sich im Prinzip um die Ausnützung einer chemischen Reaktion, die in einer »Trägerfolie« während des Stoffaustausches stattfindet und zur Ausbildung eines farbigen Reaktionsproduktes führt, welches nachträglich photometrisch ausgewertet wird. Die Trägerfolie (z. B. Chromatographie-Papier), die mit einer Reaktionsflüssigkeit getränkt ist, befindet sich auf dem Meßobjekt, das von Luft in erzwungener Konvektion angeblasen wird. Zur Auslösung der chemischen Reaktion in der Trägerfolie wird der Luft in geringer Konzentration ein Reaktionsgas (z. B. Ammoniak) beigefügt. Weitere Einzelheiten und gewisse vom Prinzip herrührende Einschränkungen dieses Meßverfahrens sowie seine Erprobung an querangeströmten Kreiszylindern sind in einer später erschienenen Veröffentlichung von Krückels [66] zu finden.

Varol und Beg [67] berichten ebenfalls über eine neue Technik, bei der mit Hilfe eines Mikrodichtemessers die örtlichen Stoffübergangsraten in Flüssigkeiten auf einer ebenen Platte gemessen werden. Dabei wurde ein Färbungsprozeß, bei dem ein ebener polymerer Film parallel zur Richtung des Flüssigkeitsstromes gehalten wird, als Modellsystem gewählt.

Da die Bestimmung der Stoffübergangszahl nicht einfach ist und eine streng örtliche Messung nur unter bestimmten Bedingungen möglich ist, wurden bei den Prallstrahluntersuchungen überwiegend die Wärmeübergangszahlen gemessen. Die Messung der mittleren bzw. der örtlichen Wärmeübergangszahl ist in der Regel einfach und unter der Voraussetzung einer einwandfreien Eichung sehr genau durchführbar. Praktisch ohne große Einschränkungen ist auch eine streng örtliche Messung möglich. Eine der ältesten experimentellen Untersuchungen über den örtlichen und mittleren Wärmeübergang eines runden Heißluftprallstrahles wurde von Perry [68] 1954 durchgeführt. Perry untersuchte auch die Winkelabhängigkeit des Prallstrahles und zeigte, daß eine Änderung des Aufprallwinkels von 15° auf 90° , d. h. senkrecht angeströmte Wand, für jede Gastemperatur und Geschwindigkeit eine Erhöhung der Wärmeübergangszahl von nahezu 100 % verursacht. Perry variierte bei seinen Untersuchungen den Abstand zwischen der Platte und dem Düsenaustritt zwischen dem 10- bis 19fachen des Düsendurchmessers. Seine Bestimmungsgleichung für die mittlere Wärmeübergangszahl enthält allerdings nicht den Einfluß des Plattenabstandes, weil sie wahrscheinlich nur für $Z/D = 10$ aufgestellt wurde.

In einem zur gleichen Zeit erschienenen Artikel von Thurlow [69] wurde über Untersuchungen berichtet, welche ähnlich wie bei Perry [68] waren, bei denen aber die Plattenabstände kleiner als das Zehnfache des Düsendurchmessers gehalten und in der Bestimmungsgleichung für α als Parameter berücksichtigt wurden.

Wahrscheinlich die erste theoretisch sehr gut fundierte und in einem bestimmten Bereich experimentell nachgewiesene Untersuchung über den mittleren Wärmeübergang eines runden Prallstrahles wurde durch die Dissertation von Kezios [70]

bekannt. Hier sind auch theoretische Aussagen über den Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahl enthalten. Aufgrund seiner theoretischen Berechnungen für einen dimensionslosen Plattenabstand von $Z/D = 1,2$ zeigte Kezios, daß die örtliche Wärmeübergangszahl in radialer Richtung beginnend mit einem Minimum im Staupunkt in einem radialen Abstand vom 1,28fachen des Düsenradius ($x/D = 0,64$) ein Maximum erreicht und nach Überschreiten dieses Maximums wieder abfällt (im Vergleich dazu befindet sich das Maximum für die mittlere Wärmeübergangszahl bei $x/D = 0,75$). Er wies auch nach, daß der nicht monotone Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahl wegen einer Verdünnung der Wandgrenzschicht in radialer Richtung zustande kommt, wobei praktisch an der gleichen Stelle, an der die Wärmeübergangszahl ein Maximum beträgt, die Grenzschichtdicke ein Minimum aufweist. Damit ist zum erstenmal von Kezios gezeigt worden, daß bei runden Prallstrahlen im Staugebiet im Gegensatz zu einer Potentialstaupunktströmung die Grenzschichtdicke nicht konstant ist. Diese umfangreiche und wertvolle Arbeit beinhaltet neben vielen Einzelheiten auch Angaben über die mit einer Sublimationsmethode gemessenen mittleren Stoffübergangszahlen, die an der gleichen Versuchsanlage gewonnen wurden und mit den Wärmeübergangsergebnissen in einer sehr guten Übereinstimmung stehen. Damit zeigte Kezios [70], daß bei Prallstrahlen die Analogie zwischen dem Wärme- und Stoffübergang ebenfalls gültig ist.

Vickers [73] untersuchte den örtlichen Wärmeübergang von runden Prallstrahlen mittels Temperaturmessungen für Düsendurchmesser von $D = 1,3$ bis $2,4$ mm und für einen extrem niedrigen Re_D -Bereich ($Re_D = 400$ bis 1800 ; $Z/D = 7$ bis 22 ; $x/D = 0$ bis 6). Er fand, daß in einem Bereich von $Re_D = 250$ bis 950 die örtliche Wärmeübergangszahl direkt proportional Re_D ist, aber für $Re_D \approx 1050$ ein Maximum und für $Re_D \approx 1250$ ein Minimum für die Wärmeübergangszahl existiert. Als Erklärung für diesen Sachverhalt zeigte Vickers durch Sichtbarmachung des Düsenstrahls, daß der Düsenstrahl für $Re_D \leq 1000$ ausgesprochen laminar bleibt und bis etwa $x'/D = 25$ eine sehr kleine Spreizung aufweist. Für Werte $Re_D \geq 1250$ beobachtete er einen konischen turbulenten Strahl mit einem Strahlenöffnungswinkel von etwa 10° .

Im Zusammenhang mit der Kühlung von Glasformen berichtete Bhattacharya [73a] in seiner Dissertation über einige Messungen mittlerer Wärmeübergangszahlen auf einer Zylinderoberfläche für runde und ebene Prallstrahlen.

Der mittlere Wärmeübergang zwischen einem getauchten runden Flüssigkeitsstrahl und einer zur Strömung senkrecht stehenden Platte wurde von Smirnov, Verevochkin und Brdlick [74] für einen großen Bereich von Plattenabständen untersucht.

Die Autoren geben Gleichungen an, die für die Wärmeübergangszonen ($Z/D \leq 0,5$; $0,5 < Z/D < 10$ und $Z/D \geq 10$) in Abhängigkeit von dem dimensionslosen Plattenabstand Z/D sich voneinander unterscheiden.

Die gefundenen empirischen Gleichungen sollen nach Angabe der Autoren in befriedigender Übereinstimmung mit jenen von Perry [68] und Thurlow [69] für die jeweils oben angegebenen Z/D -Bereiche sein. Es sei hier vermerkt, daß diesem Vergleich eine gewisse Skepsis entgegengebracht werden muß, da die von Perry [68] und Thurlow gemessenen Z/D -Bereiche in [74] mehrfach falsch zitiert wurden. Es wird nämlich angenommen, daß Perry seine Messungen durchweg für $Z/D < 10$ und Thurlow dagegen für $Z/D \geq 10$ durchgeführt hätten. In Wirklichkeit ist dies, wie

bereits oben anhand von [68] und [69] angeführt wurde, nicht der Fall. Da Perrys Gleichung wahrscheinlich nur für $Z/D \approx 10$ gültig ist, kann auch der Vergleich von [74] nur im gleichen Z/D -Bereich gerade noch richtig sein. Thurlows Bestimmungsgleichung wurde eindeutig für $Z/D < 10$ aufgestellt, so daß der Vergleich hier nicht zulässig ist.

Mittlere Wärmeübergangszahlen wurden ferner für ein Feld von runden Prallstrahlen von Ott [74a] gemessen und mit einer Gleichung dargestellt.

Daane und Han [35] berichten im Zusammenhang mit der Papiertrocknung über einige Messungen der örtlichen Wärmeübergangszahl bei ebenem Prallstrahl. Die Autoren vermerken allerdings, daß ihre Messungen nicht systematisch genug waren, um eine endgültige Wärmeübergangsgleichung aufzustellen. Ferner handelt es sich bei ihren Messungen nicht um eine streng örtliche Messung. Trotzdem sind in [35] wertvolle Berechnungsgrundlagen für die Auslegung von Prallstrahlrocknern zu finden, wobei auch ein Vergleich mit runden Mehrdüsenanordnungen nicht versäumt wurde.

Die erste streng örtliche Messung der Wärmeübergangszahl mit einem Wärmeflußgeber von 0,9 mm Durchmesser wurde von Gardon und Cobonpue [77] im Jahre 1962 bei ihren Untersuchungen des einzelnen runden Prallstrahls in Reihenanordnung durchgeführt. Der bei diesen Untersuchungen eingesetzte Geber und seine Eichung wurde in früheren Veröffentlichungen von Gardon [75], [76] beschrieben. Der Geber wurde in eine geheizte Platte bündig eingebaut. Die Ausgangsspannung des Gebers wurde einem x-y-Schreiber zugeleitet, der mit der Bewegung der Platte über die Spannung eines Weggebers gekoppelt war. Damit war es möglich, eine rationelle Messung durchzuführen und darüber hinaus durch die kontinuierliche Aufzeichnung der örtlichen Wärmeübergangszahl einige Wärmeübergangsphänomene bei Prallstrahlen zu erkennen. Gardon und Cobonpue [77] geben unter anderem für Plattenabstände $Z/D \geq 1$ eine Gleichung für die mittlere Wärmeübergangszahl der runden Prallstrahlen in Reihenanordnung an, welche aus örtlichen Wärmeübergangsmessungen unter Berücksichtigung der verschiedenen Düsenteilungen ermittelt wurde. Vollständigkeitshalber sei hier erwähnt, daß Gardon in einer später erschienenen Arbeit – Gardon und Akfirat [79] – eine Korrektur für den oben erwähnten Artikel bringt. Danach sei bei der Eichung des in [77] benutzten Gebers den Autoren ein Fehler unterlaufen. Die in [77] in den Abbildungen 3 und 5 wiedergegebenen Wärmeübergangszahlen und der Koeffizient der Gl. (1) seien 40% zu hoch. Es soll hier noch hinzugefügt werden, daß dieser Hinweis in der Arbeit von Schlünder und Gnielinski [59] ferner in zwei weiteren noch zu besprechenden Dissertationen – Koschel [92] und Fedner [93a] – nicht berücksichtigt wurde.

Ebenfalls im Jahre 1962 erschien eine detaillierte Arbeit von Metzger [83] über die Messung der mittleren Wärmeübergangszahl von ebenen Prallstrahlen. Metzger gibt eine Differentiationsmethode an, mit welcher die örtlichen Wärmeübergangszahlen aus den direkt gemessenen mittleren Wärmeübergangszahlen ermittelt werden können. Diese Methode liefert zwar in einem Bereich, in welchem sich die örtliche Wärmeübergangszahl nur monoton ändert, zufriedenstellende Werte, versagt aber, wenn man sie durch Extrapolation der mittleren Werte bis zum Staupunkt erweitern will. Die Wärmeübergangszahl im Staupunkt sowie der örtliche Verlauf in Stau-

punktnähe sind nicht exakt erfassbar, wie die direkte örtliche Messung der Wärmeübergangszahl von Gardon und Akfirat [78] und [79] zeigt. Gardon und Akfirat bringen diesen Sachverhalt in einem Diskussionsbeitrag als Antwort auf eine diesbezügliche Bemerkung von Metzger in [79].

Für Plattenabstände $Z/B = 7$ bis 10 stellte Metzger [83] eine Gleichung für die gemessenen mittleren Wärmeübergangszahlen auf, in der die Nusselt- und Reynoldszahlen mit der halben Plattenlänge dimensionslos gemacht wurden. Einige Testmessungen der mittleren Wärmeübergangszahl für den runden Prallstrahl führte Metzger ebenfalls durch, um einen Vergleich mit ebenen Prallstrahlen anzustellen.

Schauer und Eustis [84] untersuchten ausführlich den ebenen Prallstrahl analytisch und experimentell für Plattenabstände $Z/B = 7$ bis 40 und für Düsenaustrittsgeschwindigkeiten bis zu einem Fünftel der Schallgeschwindigkeit. Sie variierten ferner den Aufprallwinkel zwischen 30° bis 130° . Im einzelnen wurde der Einfluß der Düsenaustrittsgeschwindigkeit, die statische Druckverteilung längs der Oberfläche bei verschiedenen Positionen der Düse zur Oberfläche, das Geschwindigkeitsfeld, Grenzschichtzunahme und Wandschubspannung rechnerisch durch Integralmethoden und experimentell durch Druckmessungen sowie durch Gesamtwärmeübergangsmessungen ermittelt. Ferner wurden die Wärmeübergangsverhältnisse rechnerisch für beliebige Umgebungs- und Strahlaustrittstemperaturen und beliebige Wandtemperaturverteilungen untersucht und durch Messung der örtlichen Wärmeübergangszahl mittels Thermoelementen experimentell überprüft. Die Übereinstimmung zwischen der Theorie (voll turbulenter Wärmeübergang) und dem Experiment war sehr gut. Diese Übereinstimmung kann aber nicht so verstanden werden, daß die Prallstrahlen immer einen voll turbulenten Wärmeübergang erzeugen, wie man aus den anderen hier zitierten Arbeiten entnehmen kann. Die in [84] aufgestellten Wärmeübergangsgleichungen erscheinen vom Standpunkt der Theorie aus voll befriedigend, sie sind aber wegen ihres komplizierten Aufbaues für praktische Berechnungen zu unhandlich, wenn kein Computer zur Verfügung steht.

Die Flamme als Prallstrahl unter Berücksichtigung der Temperatur und der verschiedenen Gasgemische wurde ebenfalls in der Literatur behandelt. Wärmeübergangsmessungen an senkrecht auf eine ebene bzw. eine zylindrische Fläche aufgerichteten Flammen, wurden z. B. von Anderson und Stresino [85] durchgeführt.

Auf die Bedeutung der konvektiven Wärmeübertragung beim Aufblasen einer Flamme auf die Wärmgutoberfläche im modernen Industrie-Ofenbau wurde ferner z. B. von Jeschar und Pötke [85a] hingewiesen. Um die wirklichen Vorgänge in den Industrie-Öfen wenigstens qualitativ zu erfassen, untersuchten Jeschar und Pötke [85a] mit Hilfe der Sublimationsmethode den örtlichen Wärme- und Stoffübergang beim Aufprall eines runden Luftstrahls unter verschiedenen Neigungswinkeln (30° , 60° , 90°) auf eine ebene Naphthalinplatte bei verschiedenen Plattenabständen. Die Ergebnisse wurden dimensionslos dargestellt.

Huang [86] untersuchte den örtlichen und mittleren Wärmeübergang experimentell für den runden Prallstrahl, sowie für runde Prallstrahlen in verschiedenen Reihenanordnungen. Der von Huang eingesetzte Geber war allerdings nicht klein genug, um die Wärmeübergangszahl streng örtlich messen zu können. Der in [86] gezeigte

Verlauf der Wärmeübergangszahl im Staupunktgebiet z.B. in Abhängigkeit vom dimensionslosen Plattenabstand Z/D gibt infolgedessen nicht den typischen Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahl am Staupunkt wieder, wie er beispielsweise in der oben erwähnten Arbeit von Gardon und Cobonpue [77] mit Hilfe eines sehr kleinen Gebers aufgenommen wurde. Huang vergleicht seine an runden Prallstrahlen gewonnenen Meßergebnisse mit den von Daane und Han [35], die für den ebenen Prallstrahl gelten. Dabei stellt er fest, daß der Verlauf der örtlichen bzw. der mittleren Wärmeübergangszahlen in Abhängigkeit vom dimensionslosen Plattenabstand Z/D bzw. Z/B in beiden Fällen gut übereinstimmen. Die Absolutwerte der Wärmeübergangszahlen bei gleichen Z/D -Abständen liegen dagegen im Falle eines runden Prallstrahles 25 bzw. 30% höher als die von ebenen Prallstrahlen. Im Anschluß an den Huang-Artikel [86] sind wertvolle Diskussionsbeiträge zu finden, die einige Diskrepanzen zwischen den bereits oben zitierten früheren Arbeiten [35], [77], [83] und den Untersuchungen von Huang [86] behandeln.

Der örtliche Wärmeübergang an einer Platte, die von einem runden Düsenstrahl senkrecht angeströmt wird, wurde ferner bei Plattenabständen $Z/D = 1/4$ bis 8 von Petzold [87] experimentell untersucht. Petzold stellte fest, daß der gemessene Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahlen in radialer Richtung in der Nähe des Staupunktes mit dem nach der Theorie der Potentialströmung berechneten Verlauf qualitativ gut übereinstimmt. Zur Messung der örtlichen Wärmeübergangszahl benutzte Petzold zwei Kalorimeter mit 80 mm Durchmesser. Da in [87] nur sehr große Düsendurchmesser in Anwendung kamen ($D = 100$ bzw. 450 mm), kann in diesem Falle von einer einigermaßen örtlichen Messung gesprochen werden, zumindest für $D = 450$ mm Düsendurchmesser. Petzold untersuchte auch den Turbulenzeinfluß auf den Wärmeübergang und zeigte für die von ihm untersuchte Anordnung, daß durch die Erhöhung des Turbulenzgrades z.B. ein Anstieg von rund 60% für die im Staupunktgebiet gemessene Wärmeübergangszahl erfolgt. Die von Petzold im Text angegebenen Turbulenzgrade einschließlich der Werte von Abbildung 6 scheinen aber versehentlich um einen Faktor 100 zu klein angegeben worden zu sein. Denn es ist höchst unwahrscheinlich, daß für die von ihm gewählte verhältnismäßig einfache Düsengeometrie am Düsenaustritt ein Turbulenzgrad von nur rund 0,025% bzw. für den großen Abstand $z'/D = 10$ im freien Strahl ein Turbulenzgrad von nur etwa 0,19% gemessen worden ist. Vielmehr müßte es wohl 2,5% bzw. 19% heißen.

Über Turbulenzmessungen in runden Freistrahlen wurde bereits im Jahre 1943 von Corrsin [96] berichtet. Corrsins Messungen zeigen, daß wegen der Mischung des freien Düsenstrahles mit der Umgebungsluft der Turbulenzgrad sehr hoch liegt und bei größeren Z/D -Abständen Werte bis zu 30% aufweisen kann. Der auf die örtliche in der Strahlachse herrschende Geschwindigkeit bezogene Turbulenzgrad Tu beträgt nach Corrsin z.B. für $z'/D = 10$ in der Strahlachse etwa 20%. Neuere Messungen (1969) beispielsweise von Maier [106, Bild 1] zeigten ebenfalls etwa 20 bis 22% Turbulenz für $z'/D = 10$.

Aus Petzolds Angaben in [87] geht nicht hervor, auf welche Geschwindigkeit der Turbulenzgrad bezogen wurde.

In der weiteren einschlägigen Literatur z.B. [97], [98], [101], [105] über die Tur-

bulenzmessungen in freien runden bzw. ebenen Luftstrahlen, konnten die von Petzold angegebenen ausgesprochen niedrigen Werte ebenfalls nicht gefunden werden. Turbulenzgradmessungen in freien ebenen Luftstrahlen, die von Gardon und Akfirat [78] zur Klärung einiger Wärmeübergangsphänomene bei ebenen Prallstrahlen durchgeführt wurden, ergaben auch für den ebenen Fall Turbulenzgrade von der oben angegebenen Größenordnung, z. B. am Düsenaustritt im Mittel $Tu^* = 2,5\%$ und bei $z/B = 8$ bis 10 im Mittel $Tu^* = 30\%$. Gardon und Akfirat [78] weisen als Ergebnis ihrer Turbulenzuntersuchungen darauf hin, daß die Wärmeübergangscharakteristik der Prallstrahlen nicht allein mit der Geschwindigkeits- und Positionsabhängigkeit und durch unterschiedliche Grenzschichtdicken erklärt werden kann, sondern daß neben diesen Größen auch der Einfluß der Turbulenz zur Klärung herangezogen werden muß. In einer weiteren Arbeit von Gardon und Akfirat [79] wurden örtliche und mittlere Wärmeübergangszahlen für den einzelnen ebenen Prallstrahl sowie für ebene Prallstrahlen in Reihenanordnung gemessen. Für einen großen technisch wichtigen Bereich von Parametern wurden in [79] die Ergebnisse in Form von relativ einfachen Gleichungen zusammengestellt. In den beiden Arbeiten [78] und [79] wurde zur Messung der örtlichen Wärmeübergangszahl, der bereits im Zusammenhang mit früheren Untersuchungen [75], [76] des erstgenannten Autors erwähnte kleine Wärmeflußgeber eingesetzt, so daß auch bei diesen Untersuchungen eine örtliche Messung sehr gut gewährleistet war. Die Untersuchungen von Gardon und Akfirat [78], [79] stellen dank der eingesetzten speziellen Meßtechnik eine ausgezeichnete Studie des Wärmeüberganges bei ebenen Prallstrahlen dar. Aufbauend auf diese Arbeiten untersuchte Akfirat [80] mit der gleichen Versuchsanordnung und Meßtechnik den örtlichen Wärmeübergang bei ebenen Prallstrahlen für sehr geringe Plattenabstände (sog. Walljet-Anordnung).

McMurray, Myers und Uyehara [82] haben für einen ebenen Prallstrahl (Wasserstrahl in Wasser), der mit verschiedenen Winkeln auf eine erhitzte Oberfläche aufschlägt, die örtlichen Wärmeübergangszahlen mittels eines Oberflächenthermoelementes gemessen und Gleichungen aufgestellt. Sie fanden eindeutig einen laminaren und einen turbulenten Bereich für den Wärmeübergang in Abhängigkeit von der örtlichen Reynolds-Zahl. Da die Düsenbreite und auch der Abstand zwischen dem Düsenaustritt und der Oberfläche nicht variiert wurde, weisen die in [82] angegebenen Gleichungen streng genommen nur eine sehr eng begrenzte Gültigkeit auf.

Schuh und Pettersson [81] untersuchten den mittleren Wärmeübergang von ebenen Prallstrahlen in Reihenanordnung für Düsenbreiten von $B = 1$ mm und 5 mm, $Z/B = 2$ bis 16 , $j/B = 5$ bis 100 und $Re_B = 250$ bis $30\,000$. Für $Z/B = 4$ stellten die Autoren eine Bestimmungsgleichung für die mittlere Wärmeübergangszahl auf, welche auch den Einfluß des Verhältnisses der Düsenteilung j und der Düsenbreite B – also j/B – beinhaltet. Eine interessante, von den üblichen Wärmeübergangsuntersuchungen bei Prallstrahlen abweichende Arbeit wurde von Lohe [88] veröffentlicht, in der über die Ermittlung von mittleren Wärme- und Stoffübergangszahlen zwischen einem runden Luftprallstrahl und einer Flüssigkeitsoberfläche (Wasser) berichtet wird. Dieses Thema wurde später (1967) mit ergänzenden Ergebnissen der Strömungsuntersuchungen in der Dissertation von Lohe [88a] ausführlich

behandelt. Ebenfalls im Jahre 1967 erschienen zwei in Europa bisher kaum bekannte Dissertationen von Yun [71] und Kim [72] in den USA, die aufbauend auf die Dissertation von Kezios [70] die Strömungs- und Turbulenzvorgänge sowie den Wärmeübergang beim runden Prallstrahl zum Gegenstand ihrer Untersuchungen haben. Yun [71] untersuchte experimentell die Geschwindigkeits- und Turbulenzverteilung sowohl längs der Achse des freien Düsenstrahles als auch des Prallstrahles. Seine Prallstrahlmessungen, die für Plattenabstände $Z/D = 1,2$ bis 6 und Staupunkt-abstände bis zum zweifachen des Düsendurchmessers mit Hilfe der Hitzdrahtmethode durchgeführt wurden, können mit Recht als die beste und umfangreichste Untersuchung bis heute bewertet werden. Das Anwachsen der Strömungsgrenzschicht in radialer Richtung auf der Platte und die Ausdehnung des Strahlmischungsgebietes abwärts der Strömungsrichtung, sowie die Ermittlung des Staupunkt Abstandes bis zu dem Punkt, an dem die Mischungszone und die Grenzschicht des Strahles schließlich ineinander aufgehen und ein vollständig turbulentes Gebiet bilden, wurde von Yun eingehend untersucht. Die Ergebnisse sind für die Klärung des nicht monotonen Verlaufs der örtlichen Wärmeübergangszahl in radialer Richtung bei kleinen Plattenabständen geradezu unentbehrlich. Eine analytische Untersuchung des runden Prallstrahls für kleine Plattenabstände, ausgehend von Grenzschichtgleichungen, wurde von Kim [72] angestellt, deren Lösungen, insbesondere zur Ermittlung von Geschwindigkeitsverteilungen, Wandschubspannungs- und Wärmeübergangscharakteristika der auf der Aufprallfläche befindlichen laminaren Grenzschicht geführt hat. Die Ergebnisse seiner Analyse bestätigen u. a. die zuerst von Kezios [70] theoretisch vorausgesagte Verdünnung der Wandgrenzschicht in einer Entfernung vom Staupunkt, die ungefähr das 1,4fache des Düsenradius beträgt. Die Position des von Kim berechneten Mischungspunktes, der oben im Zusammenhang mit Yuns Untersuchungen erwähnt wurde, sowie die Geschwindigkeitsverteilungen sind im allgemeinen in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Resultaten von Yun [71]. Kims theoretische Berechnungen, die gegenüber der von Kezios [70] angewandten approximativen Lösungsmethode eine exaktere Lösung der Grenzschichtgleichungen liefert, zeigen ferner eine gute Übereinstimmung mit den analytischen und experimentellen Wärmeübergangswerten von Kezios. Die Abweichungen der von Kezios [70] ermittelten theoretischen Werte betragen im ungünstigsten Fall 6% gegenüber den exakteren Werten von Kim [72].

An Düsentrocknern mit großen Austauschflächen wurden die mittleren Wärmeübergangszahlen von Hilgeroth [89] für runde Prallstrahlen gemessen. Hilgeroth verglich die Einzeldüsen und die Düsengruppen mit kleinen Düsenteilungen miteinander und stellte starke Abweichungen fest. Die Ergebnisse seiner Wärmeübergangsmessungen sind mit der Düsenteilung j als charakteristische Länge in der üblichen dimensionslosen Gleichungsform dargestellt. Der Einfluß des dimensionslosen Plattenabstandes Z/D wurde in einem Bereich von $Z/D = 2$ bis 6 in der Gleichung mit erfaßt. Hilgeroth bestimmte ferner bei konstanter Antriebsleistung des Ventilators die Wärmeübergangszahl in Abhängigkeit von der geometrischen Anordnung der Düsen. In der neueren Zeit wurden von Hilgeroth [90] auch die mittleren Wärmeübergangszahlen von ebenen Prallstrahlen für Einzeldüsen- und Mehrdüsenanordnungen gemessen. Aus seinen Messungen bestimmte Hilgeroth bei konstanter An-

triebsleistung des Ventilators den Verlauf der Wärmeübergangszahl in Abhängigkeit von der relativen Düsenfläche B/j für große Düsenfelder. Damit konnte Hilgeroth einige Ansätze für die Optimierung von Trocknern angeben. In [90] wurden ferner Rund- und Schlitzdüsenanordnungen sowie Einzel- und Mehrdüsenanordnungen mit Schlitzdüsen miteinander verglichen. Für den Vergleich mit den Runddüsenanordnungen zog Hilgeroth nur seine eigenen früheren Messungen [89] heran. In einer weiteren Veröffentlichung berichtet Hilgeroth [91] im Zusammenhang mit der Textiltrocknung zusammenfassend über seine früheren Prallstrahluntersuchungen [89], [90].

Als Beitrag zur Furniertrocknung mit Prallstrahlen wurde von Kerscher, Böhner und Schneider [94] über umfangreiche Untersuchungen berichtet, die bisher in der einschlägigen Literatur kaum zitiert wurden. Es wurden mittlere Wärmeübergangszahlen bei Mehrdüsenanordnungen aus Rund- oder Schlitzdüsen und dazwischenliegenden Abströmkanälen mit Düsenaustrittsgeschwindigkeiten der Luft bis zu 200 m/s gemessen. Für beide Düsenanordnungen geben die Autoren dimensionslose Bestimmungsgleichungen für die mittlere Wärmeübergangszahl an, welche für dimensionslose Plattenabstände von $Z/D \leq 5$ oder $Z/B \leq 5$ bzw. $5 < Z/D \leq 40$ oder $5 < Z/B \leq 80$ gültig sind. Der Einfluß des Verhältnisses D/j bzw. B/j auf den Wärmeübergang, der sich bei diesen Untersuchungen als geringfügig herausstellte, ist ebenfalls in den Gleichungen beinhaltet. Die Ergebnisse dieser wichtigen Arbeit sind nicht beliebig mit anderen Literaturstellen vergleichbar, weil die Abluft zwischen den Düsen durch Abströmkanäle abgesaugt wurde. In Anlehnung an die in [94] benutzte Versuchs-Apparatur und als Fortsetzung dieser Arbeit wurde später von Kumar [95] mittlere Stoffübergangszahlen für Mehrdüsenanordnungen in Runddüsenform für einen Bereich von $11 < Z/D < 113$ gemessen und formelmäßig erfaßt.

Zum Abschluß der bisher in der einschlägigen Literatur bekannt gewordenen Wärmeübergangsuntersuchungen von Prallstrahlen sind drei weitere Arbeiten zu erwähnen, die in den Jahren 1970–1971 veröffentlicht wurden. Koschel [92] berichtet in seiner Dissertation eingehend über die experimentelle Untersuchung des örtlichen und mittleren Wärmeüberganges von runden Prallstrahlen in Einzel- oder Reihenanordnung. Bei dieser Untersuchung, die im Hinblick auf eine Anwendung für die Innenkühlung von Turbinenschaufeln durchgeführt wurde, wurden die örtlichen Wärmeübergangszahlen mit einem Wärmeflußgeber von 0,8 mm aktivem Durchmesser gemessen, so daß eine örtliche Messung sehr gut gewährleistet war. Koschel stellte seine Ergebnisse in Form einer dimensionslosen Gleichung für den mittleren Wärmeübergang dar, in der als charakteristische Länge der Düsendurchmesser wirksam war. Die Düsenteilung und der Plattenabstand ($Z/D = 1$ bis 10) kommen in der Gleichung als weitere Parameter vor.

Bei einem Vergleich seiner Meßergebnisse mit denen anderer Autoren, die zum Teil auch bereits hier erwähnt wurden [68], [77], [86] stellte Koschel fest, daß unter den einzelnen Meßergebnissen große Streuungen zu erkennen sind und ein Vergleich zwischen den verschiedenen Prallstrahluntersuchungen sehr problematisch ist. Er findet nur bei Gardon und Cobonpue [77] einen etwa gleich großen Exponenten ($m = 0,5$ statt $m = 0,36$, wie in seiner Gleichung 40) für die Reynoldszahl-Abhän-

gigkeit und damit eine angenähert qualitative Übereinstimmung. Die von Koschel zum Vergleich herangezogene Formel aus der Arbeit von Gardon und Cobonpue [77] ist – wie bereits erwähnt – nicht richtig. Die Werte dieser Formel liegen nach Angaben in [79] um 40% zu hoch. Man würde bei Anwendung der um diesen Betrag korrigierten Formel neben der qualitativen Übereinstimmung auch eine verhältnismäßig gute quantitative Übereinstimmung mit Koschels eigener Gleichung feststellen. Nakatogawa, Nishiwaki, Hirata und Torii [93] untersuchten den mittleren Wärmeübergang beim runden Prallstrahl für Düsenaustrittsgeschwindigkeiten zwischen 35 m/s und 321 m/s und für Plattenabstände $Z/D = 0,5$ bis 24 experimentell und verglichen ihre Meßergebnisse mit der Theorie. Es wurde bei den Messungen nur eine Düse mit 8 mm Durchmesser eingesetzt. Der zur Messung der Wärmeübergangszahl verwendete Geber hatte eine aktive Breite von 30 mm. In diesem Falle ist also das Verhältnis zwischen Geber- und Düsenfläche ausgesprochen ungünstig, so daß die in [93] experimentell ermittelten Wärmeübergangszahlen, insbesondere im Staupunkt, streng genommen nur die mittleren Wärmeübergangszahlen einer der Düsenachse zentrisch zugeordneten Fläche von 30 mm Durchmesser darstellen.

Fechner [93a] berichtet in seiner Dissertation über den Wärmeübergang bei runden Prallstrahlen auf einer ruhenden ebenen Prallwand sowie bei ebenen Prallstrahlen auf einem rotierenden Zylinder als Prallwand. Es wurden mittlere Wärmeübergangszahlen in Abhängigkeit von den wichtigsten Parametern gemessen und durch Formeln erfaßt. Fechner hebt insbesondere den Einfluß der Turbulenz auf den Wärmeübergang hervor. Durch Turbulenzmessungen in runden Freistrahlen und im Staupunktbereich des runden Prallstrahles sowie in der Staupunktströmung des auf den rotierenden Zylinder auftreffenden ebenen Prallstrahles wurden die Verhältnisse veranschaulicht. Es sei noch einmal darauf hingewiesen, daß, wie es in [59] und [92] der Fall war, auch Fechner die falschen, um 40% höheren mittleren Wärmeübergangszahlen von Gardon und Cobonpue [77] zum Vergleich mit seinen Ergebnissen herangezogen hat.

Zu den in [93] vermerkten großen Abweichungen zwischen den gemessenen und theoretischen Wärmeübergangszahlen bei großen Plattenabständen (gemessene Werte 25 bis 50% höher) sei im Zusammenhang mit der Theorie der runden Prallstrahlen folgendes gesagt: Sowohl in [93] als auch in den Dissertationen von Koschel [92] und von Fechner [93a] wird fälschlicherweise die Theorie der ebenen Prallstrahlströmung zum Vergleich mit Runddüsenmessungen herangezogen. Wie in [108] und [109] gezeigt wurde, liegt die theoretische Wärmeübergangszahl im Staupunkt eines runden Prallstrahles bei gleichen Bedingungen um rund 34% höher als die Staupunkt-Wärmeübergangszahl eines ebenen Prallstrahles.

In der letzten Zeit erläuterte Holik [37], ähnlich wie hier, die von verschiedenen Prallstrahluntersuchungen gewonnenen Erkenntnisse zusammenfassend, um ihre Anwendbarkeit auf die Papiertrocknung zu prüfen. Holik berichtete nur über einen kleinen Teil der hier zitierten Literaturstellen, nämlich über [35], [36], [53], [54], [59], [60], [62], [79], [88], [89], [90], [103] und [104] ohne auf einige der hier angeführten Diskrepanzen einzugehen. Ähnlich wie Holik [37] haben Brauer und Mewes [95a] ebenfalls einen zusammenfassenden Bericht über die Gesetze für den Stoff- und Wärmeübergang von senkrecht angeströmten Platten gegeben.

Aus den bisherigen Ausführungen geht hervor, daß zahlreiche Untersuchungen auf dem Gebiet der Prallstrahlen zur Klärung der Verhältnisse des Wärme- und Stoffüberganges beigetragen haben. Da aber bei den zitierten Untersuchungen nur in den seltensten Fällen eine ausführliche Literaturstudie betrieben wurde, mußten den einzelnen Forschern manchmal wichtige Erkenntnisse der fremden Arbeiten unbekannt bleiben. Dadurch war ihnen in manchen Fällen eine sichere Interpretation ihrer Ergebnisse nicht möglich. Aus diesem Grunde wurde hier Wert auf eine möglichst ausführliche, zusammenfassende und ergänzende Literaturstudie gelegt.

5. VERSUCHSEINRICHTUNGEN¹⁾

5.1 Aufbau der Versuchsanlage

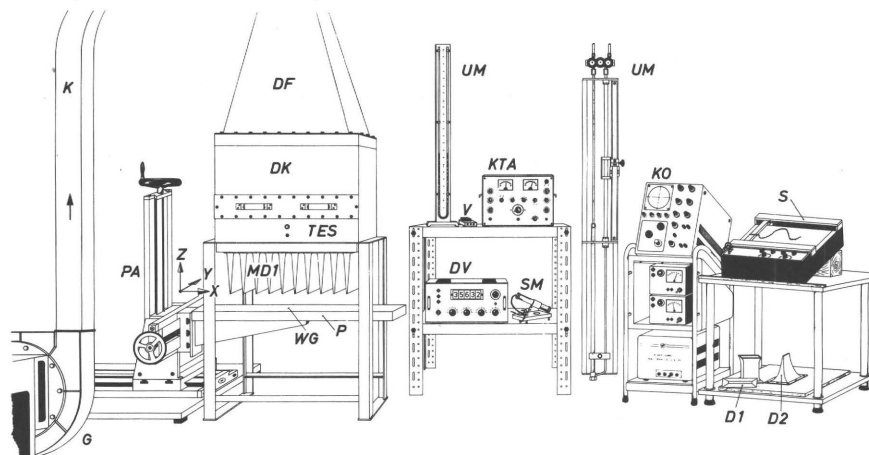


Bild 5.1: Schema der Versuchsanlage. G = Gebläse, K = Krümmer, DF = Diffusor, DK = Düsenkasten, MD1 = Mehrdüsenanordnung 1, D1 = Düsentyp 1, D2 = Düsentyp 2, P = Plexiglasplatte, PA = Plattenstativ, DV = Digitalvoltmeter, KTA = Konstanttemperatur-Hitzdrahtanemometer, S = x-y-Schreiber, TES = Temperaturmeßstelle im Düsenkasten, KO = Kathodenstrahl-Oszilloskop, SM = Schrägrohrmanometer, UM = U-Rohrmanometer, WG = Wärmeflußgeber, V = Funktionsverstärker

Bild 5.1 zeigt schematisch die gesamte Versuchsanlage mit den benutzten Meßgeräten. Das Gebläse G im Vordergrund ist mit dem Düsenkasten DK über einen Diffusor DF verbunden. Der Düsenkasten dient in erster Linie als Beruhigungskammer für die Luft. Durch den Einbau von genügend vielen und sehr feinmaschigen Gittern und durch hohe Kontraktion des Versuchsstromes kann man nach verschiedenen Untersuchungen in Windkanälen – vgl. Schlichting [147] – den Turbulenzgrad erheblich verringern. Im Innern des Düsenkastens wurden ähnliche Maßnahmen getroffen, um besonders turbulenzarme Düsenstrahlen zu bekommen. Am Austritt des Düsenkastens (vgl. auch Bild 6.8) können verschiedene Düsenböden in Einzel- oder Mehrdüsenanordnungen angeschraubt werden. Die Luft strömt dann über die Düsen aus und prallt gegen eine Plexiglasplatte P mit den Abmessungen 480×1500 mm, die als senkrecht angeströmte Wand mit einer glatten Oberfläche auf einem massiven Stativ PA in drei Richtungen x, y und z verschiebbar angeordnet ist. Für die besonders interessierende Verschiebung in x-Richtung wurde ein elektrischer Antrieb mit variabler Verschiebegeschwindigkeit benutzt. Die Platte ist an mehreren Stel-

¹⁾ Dieser Abschnitt wurde bereits in [108] ausführlich behandelt, so daß hier auszugsweise und an einigen Stellen in einer dem Gesamt-Konzept der vorliegenden Arbeit angepaßten Weise mit ergänzenden Bemerkungen berichtet wird.

len mit einsteckbaren Buchsen versehen, die zur Messung der örtlichen Wärmeübergangszahl verschiedene Wärmeflußgeber sowie z. B. Meßanschlüsse für den statischen Druck enthalten können.

Auf der unteren rechten Bildhälfte ist ein Teil der verwendeten Einzeldüsen zu sehen, über die im Abschnitt 6.1 noch zu sprechen sein wird. Einige Detailbilder von der Versuchsanlage sind in [110] zu finden. Auf die Meßgeräte wird später noch im einzelnen eingegangen.

5.2 Das Prinzip der örtlichen Wärmeübergangsmessung

5.2.1 Allgemeine Betrachtungen

Zur experimentellen Bestimmung der örtlichen Wärmeübergangszahl werden in den meisten Fällen Thermoelemente oder auch elektrisch geheizte Elemente herangezogen, bei denen die zugeführte elektrische Leistung und die Oberflächentemperatur gemessen werden. Einige derartige Geber wurden speziell zur Messung der Wandschubspannungen entwickelt (so z. B. Ludwig [115], Koch [116]). Bei der Ermittlung der Wandschubspannungen mit Hilfe solcher Geber muß zunächst die Wärmeübergangszahl bestimmt werden. Aus diesem Grund können sie auch direkt zur Messung der Wärmeübergangszahl verwendet werden. Umgekehrt könnte deshalb auch ein reiner Wandschubspannungsmeßgeber, der im Schrifttum unter dem Namen »Prestonrohr« bekannt wurde (Preston [117], Rechenberg [118], [119]), von Achenbach [113] zur Messung der örtlichen Wärmeübergangszahlen in turbulenten Reibungsschichten bei erzwungener Konvektion herangezogen werden. Hierbei wurde die Wärmeübergangsmessung mit Hilfe eines auf die Wand aufgelegten Pitotrohres in eine Staudruckmessung überführt. Eine gute Übersicht über diese Meßmethoden geben die Dissertationen Achenbach [113] und Kizaoui [114]. Bereits im Abschnitt 4 wurden weitere Wärmeflußgeber zitiert, die meistens bei senkrecht angeströmten Körpern zur Messung der örtlichen Wärmeübergangszahlen angewandt wurden. Im Abschnitt 4 wurden auch im Zusammenhang mit einer streng örtlichen Wärmeübergangsmessung einige Gebertypen besonders hervorgehoben, z. B. Gardon [75], [76], Koschel [92].

Bei eigenen Wärmeübergangsmessungen mußte der einzusetzende Geber bzw. das Meßverfahren folgende grundsätzliche Anforderungen erfüllen:

1. Streng örtliche Messung wegen kleiner Düsenbreiten.
2. Einwandfreie Messung sowohl in laminaren als auch in turbulenten Grenzschichten, insbesondere auch in Staupunktströmungen bis zu Strömungsgeschwindigkeiten von mindestens 100 m/s.
3. Möglichkeit einer automatischen Messung und Aufzeichnung der Wärmeübergangszahl zur Zeitersparnis wegen der Vielzahl der Versuche sowie zur Erkennung der Turbulenzphänomene.

Diese Anforderungen werden von den bisher bekannt gewordenen Gebertypen meistens nicht bzw. unvollständig erfüllt. Beispielsweise erfüllt die eingangs erwähnte Prestonrohrmethode zwar die Bedingung einer streng örtlichen Messung sehr gut, ist aber andererseits nicht in allen Strömungsarten anwendbar. Insbesondere nicht in der Staupunktströmung.

In welchem Umfang die allein auf einer Temperaturmessung basierenden Meßmethoden der unter Punkt 2 gestellten Anforderungen genügen, ist aus dem Schrifttum nicht eindeutig zu entnehmen. Jedenfalls ist im Schrifttum bei derartigen Gebern ein Nachweis über eine einwandfreie örtliche Wärmeübergangsmessung sowohl in laminaren als auch in turbulenten Grenzschichten bisher kaum erbracht worden. Ausnahmen davon bilden nur einige Arbeiten, bei denen Geber zur Messung der Wandschubspannungen eingesetzt wurden, welche eine gleichzeitige elektrische Leistungs- und Temperaturmessung gestatten und über Eichungen sowohl in laminaren als auch in turbulenten Strömungen jeglicher Art Wandschubspannungen einwandfrei messen können. Auf diese Arbeiten wird im Abschnitt 5.3 eingegangen. Unter Berücksichtigung der eingangs aufgeführten grundsätzlichen Anforderungen wurde ein bestimmter Gebertyp für die Messungen eingesetzt, über den im folgenden berichtet werden soll.

5.2.2 Technische Ausführung und Wirkungsweise des Wärmeflußgebers

Im Prinzip handelt es sich um ein auf der Oberfläche des angeströmten Körpers liegendes Metallbändchen, Heißfolie genannt, das elektrisch geheizt wird. Seine Wärmeabgabe unter verschiedenen Strömungsbedingungen wird aus einer Leistungs- und Temperaturmessung ermittelt. Um streng örtlich zu messen, müssen die Abmessungen der Heißfolie, insbesondere in Strömungsrichtung, sehr klein gehalten werden (in der Regel 0,1 bis 0,25 mm). Als Unterlage der Heißfolie dient ein in die Oberfläche bündig eingebauter guter Wärmeisolator (z. B. Plexiglas, Keramik), auf dessen Oberfläche die Heißfolie mittels eines genügend wärmefesten Klebers aufgeklebt wird. Sie kann auch unter Verwendung einer entsprechend geformten Maske nach der Siebdrucktechnik aufgebracht sein, wobei ein anschließender Sinterprozeß notwendig ist. Heißfolien können im weiteren auch nach dem Aufdampf- oder Kathodenzerstäubungsverfahren erzeugt werden. Diese Methoden erlauben zwar genau kontrollierbare Herstellungstoleranzen, machen aber dadurch die Herstellung recht aufwendig und teuer. Sie sind daher in erster Linie für Serienprodukte geeignet. Die im Handel befindlichen Heißfoliengeber sind meistens von den Herstellern für reine Strömungsmessungen gedacht, wobei fast immer eine Eichung notwendig ist, die verhältnismäßig leicht durchgeführt werden kann. Bei Verwendung solcher Geber als Wärmeflußgeber müssen einige spezielle Geberdaten wie z. B. der genaue Widerstand der Folie und deren Temperaturkoeffizient, unbedingt bekannt sein. Um den Einfluß dieser Größen zu überprüfen, war es erforderlich, einige Geber mit genau bekannten Materialdaten im Eigenbau herzustellen.

Aus Bild 5.2 ist die Konstruktion eines selbst hergestellten Wärmeflußgebers zu ersehen. Einzelheiten zum Aufbau dieses Gebers sind in [108] zu finden. Geber nach dem gleichen Prinzip und sogar mit etwa gleichen Abmessungen wurden zuerst von Herbeck [120] und später von Koch [116] zur Messung von Wandschubspannungen verwendet. Aus diesem Grunde soll im folgenden zuerst über das Meßprinzip gesprochen werden, das von diesen Autoren eingesetzt worden ist, weil es für bestimmte Aufgabenstellungen sehr leicht und billig zu verwirklichen ist.

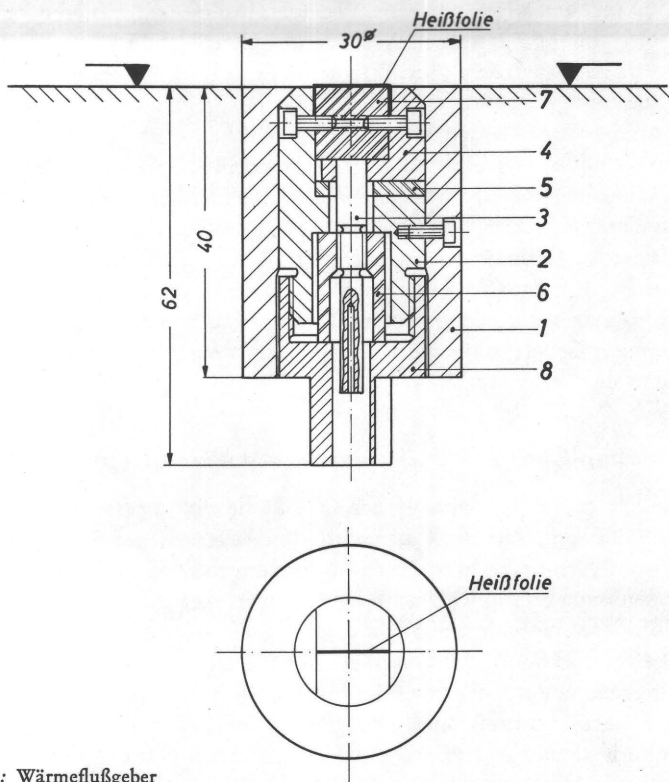


Bild 5.2: Wärmeflußgeber

- 1: Isolierbuchse (Plexiglas)
- 2: Kathode I (Silber)
- 3: Steckverbindung I (Silber)
- 4: Kathode II (Silber)

- 5. Isolation (Plexiglas)
- 6. Zentrierbuchse (Plexiglas)
- 7: Folienträger (Plexiglas)
- 8. Steckverbindung II (Silber)

Daten der Heißfolie: Platin-Iridium 90/10, Länge 10 mm, Breite 0,1 mm, Dicke 0,003 mm, Kaltwiderstand $R_0 \approx 8,1$ Ohm bei $t = 21^\circ \text{C}$. Temperaturkoeffizient $\alpha' = 0,0013 \text{ grad}^{-1}$.

5.2.3 Meßprinzip

Herbeck [120] und später Koch [116] setzten ihren Geber als Teilwiderstand einer Wheatstoneschen Brückenschaltung ein, die aus Präzisionswiderständen, einem Spiegelgalvanometer als Nullanzeigegerät und einer Akkumulatorzelle als Spannungsquelle bestand. Der durch den Brückenkreis fließende Gesamtstrom konnte mit Hilfe eines Schiebewiderstandes geregelt und an einem Strommesser abgelesen werden. Die Heißfolie diente bei den Versuchen nicht nur als Wärmequelle, sondern zugleich auch als Widerstandsthermometer. Vor den Versuchen, bei denen die Heißfolie durch Regelung des Brückenstromes stets auf eine Übertemperatur $\Delta t = \text{konst.}$ gebracht wurde, mußte der Widerstand R_0 der unbeheizten Heißfolie festgestellt werden. Mit Hilfe des in einem beschränkten Temperaturbereich gültigen linearen Zusammenhanges

$$R_B = R_0 (1 + \alpha' \Delta t) \quad (5.1)$$

wurde dann der Betriebswiderstand R_B berechnet und der veränderbare Brückenwiderstand vor der Messung so eingestellt, daß die Heißfolie diesen Widerstand bei abgeglichenen Brücke aufwies. In Gl. (5.1) ist α' der Temperaturkoeffizient der Heißfolie, der natürlich bekannt sein muß. Bei der Messung kühlt sich die Heißfolie infolge der Luftströmung ab, und der Brückenstrom mußte dann solange nachgeregelt werden, bis die Brücke wieder abgeglichen, also $\Delta t = \text{konst.}$ und damit R_B wieder erreicht war. Somit kann für jeden Strömungszustand die der Heißfolie pro Zeiteinheit zugeführte Heizleistung bzw. die abgegebene Wärmemenge

$$Q_G = 0,860 I_G^2 R_B \quad [\text{kcal/h}] \quad (5.2)$$

bestimmt werden. Dabei ist I_G der durch den Geber fließende Strom in (A) und R_B der Betriebswiderstand der Heißfolie in (Ω). In einer Eichstrecke konnte Koch [116] bekannte Wandschubspannungen τ_w erzeugen und mit Hilfe des gleichzeitig gemessenen Geberstromes eine Eichkurve aufstellen, die die Funktion

$$I_G^2 \cdot R_B / \Delta t = f(\tau_w^{1/3})$$

darstellt. Er vermerkte in seiner Arbeit, daß die Größe $I_G^2 \cdot R_B / \Delta t$ bis auf eine Konstante die Nusselt-Zahl Nu bzw. die Wärmeübergangszahl α der Heißfolie darstellt, ohne näher auf die für ihn nebensächlichen Einzelheiten einzugehen. Sein Ziel war, in beliebiger Anordnung mit Hilfe des Gebers die Wandschubspannungen zu bestimmen. Dazu war eine Eichkurve selbstverständlich ausreichend.

Bei den hier vorliegenden Untersuchungen soll aber gerade die für den angeführten Autor sekundäre Größe, nämlich die Wärmeübergangszahl, gemessen werden. Das Meßprinzip ist natürlich in beiden Fällen gleich. Die zuerst ohne Kenntnis dieser Arbeit begonnenen eigenen Messungen wurden mit Hilfe eines Konstant-Temperatur-Anemometers der Firma DISA durchgeführt (Bild 5.1). Daß man dieses Gerät zusammen mit einem Heißfoliengeber nach Bild 5.2 oder aber besser wegen größerer Robustheit und höherer Temperaturbelastbarkeit mit Heißfoliengebern der Firma DISA selbst (z. B. Typ 55 A 92, vgl. Bild 5.3) mit Hilfe von Eichungen erfolgreich zum Messen der effektiven örtlichen Wärmeübergangszahlen verwenden kann, wird in den folgenden Abschnitten gezeigt. Das DISA-Anemometer arbeitet im Grunde nach dem oben beschriebenen Prinzip.

Durch Verwendung neuartiger elektronischer Bauelemente und ausgeklügelter elektrischer Hilfsschaltungen zu der eigentlichen Wheatstoneschen Brücke wird ein sehr schnelles selbsttätiges Abgleichen der Brücke erzielt, womit jegliche Handeinstellung entfällt. Es ist deshalb auch möglich, dynamisch zu messen, z. B. mit dem hier verwendeten Gerät unter Voraussetzung eines trägheitslosen Gebers bis zu einer Grenzfrequenz von 50 bis 60 kHz. Das Konstant-Temperatur-Anemometer ermöglicht deshalb – wie übrigens auch Konstant-Strom-Anemometer von anderen Herstellern – den Turbulenzeinfluß auf den Wärmeübergang zu untersuchen. Im Laufe – und teils nach Abschluß – der eigenen Untersuchungen sind weitere Arbeiten bekannt geworden, die über die Messung von Wandschubspannungen – Bellhouse und Schultz [121], Brown [129], Geremia [130] – und örtlichen Wärmeübergangszahlen – Mayinger und Schad [122] – mit Hilfe eines Anemometers berichten.

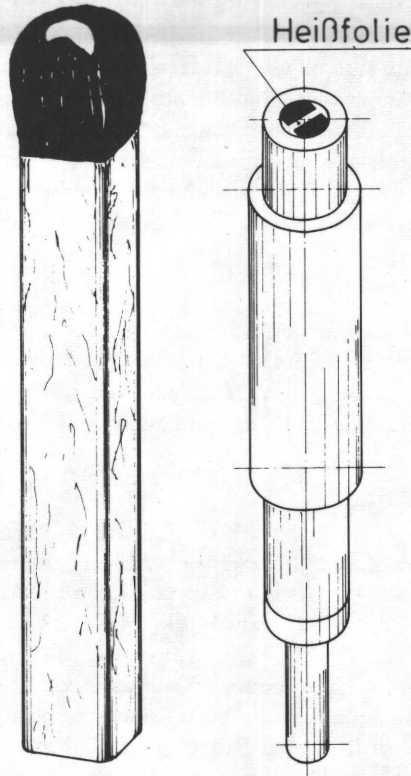


Bild 5.3: Heißfoliengeber (DISA, Typ 55 A 92). Zum Größenvergleich ist ein Streichholz mit abgebildet, vgl. auch Bild 5.10. Daten der Heißfolie: Platin, Länge 1 mm, Breite 0,2 mm, Kaltwiderstand $R_0 \approx 17,1 \text{ Ohm}$ bei $t = 21^\circ \text{ C}$, Temperaturkoeffizient $\alpha' = 0,0025 \text{ grad}^{-1}$.

5.2.4 Physikalische Grundlagen der Wärmeübergangsmessung mit Heißfoliengeber
Die Wärmeübergangszahl α ist mit der bereits von Newton verwendeten Gleichung

$$Q = \alpha F (t_w - t_L) \quad (5.3)$$

definiert. Darin ist die in der Zeiteinheit übergehende Wärme Q (Wärmestrom) der Fläche F und der Temperaturdifferenz $\Delta t = t_w - t_L$ zwischen Wand (t_w) und dem strömenden Medium (t_L) proportional gesetzt. In allgemeiner Form geschrieben, ist die dimensionslose Wärmeübergangszahl, d.h. die Nusselt-Zahl Nu eine Funktion von folgenden Größen:

$$Nu = \alpha \cdot l / \lambda = f(Re, Pr, Gr, Ec, Tu, Tm/T_1, l/l_1, \text{ usw.}) \quad (5.4)$$

also der Reynolds-Zahl Re , der Prandtl-Zahl Pr , der Grashof-Zahl Gr , der Eckert-Zahl Ec , dem Turbulenzgrad Tu , dem Temperaturverhältnis Tm/T_1 , einem Längen-

verhältnis l/l_1 usw. (vgl. insbesondere Schlichting [147] und Krischer [149], ferner [144], [145], [146]). Der Einfluß der durch die charakteristische Länge l gekennzeichneten Fläche F (Gl. 5.3) auf die Wärmeübergangszahl ist besonders stark. Sowohl für die erzwungene als auch für die freie Strömung ist die Wärmeübergangszahl umgekehrt proportional einer m -ten Potenz der charakteristischen Länge l . Es gilt also

$$\alpha \sim 1/l^m \quad (5.5)$$

Diese Abhängigkeit ist von Bedeutung, weil die hier benutzten Heißfoliengeber sehr kleine Flächen, insbesondere sehr kleine Längen in Strömungsrichtung aufweisen. Es ist also zu erwarten, daß die von diesen Gebern gemessenen Wärmeübergangszahlen bei sonst gleichen Bedingungen wie z. B. gleich großen Temperaturdifferenzen und Strömungsgeschwindigkeiten viel höher ausfallen, als die mittleren Wärmeübergangszahlen einer sehr großen Fläche.

Anhand der schematischen Skizze nach Bild 5.4 sei der Vorgang der Wärmeübertragung der Heißfolie erläutert:

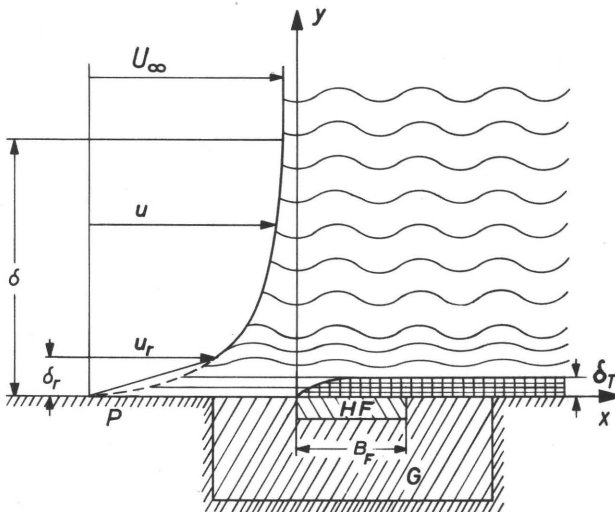


Bild 5.4: Schematische Darstellung der Wärmeübertragung einer Heißfolie
 P = Wand, HF = Heißfolie, G = Geber, B_F = in Strömungsrichtung gesehene Folienbreite, δ = Strömungsgrenzschichtdicke, δ_r = laminare Unterschicht, δ_T = Temperaturgrenzschicht.

Längs der festen Wand P strömt ein Gas mit einer z. B. turbulenten Grenzschicht, deren Geschwindigkeitsprofil den auf der linken Seite der Skizze gezeigten Verlauf hat (ein gemessenes Geschwindigkeitsprofil an einer längs angeströmten Wand zeigt Bild 5.5).

In Wandnähe muß die Geschwindigkeit U_∞ auf den Wert Null an der Wand absinken, wobei der turbulente Austausch durch die Anwesenheit der Wand unterbunden wird. Man kann sich nach Prandtl vereinfacht vorstellen, daß unmittelbar an der Wand eine laminare Unterschicht der Dicke δ_r vorhanden ist, in der die

Geschwindigkeit linear mit der Entfernung y anwächst, also $u = u_r (y/\delta_r)$ ist. Der Übergang in den Bereich der ungestörten Strömung folgt näherungsweise dem Ansatz $u = U_\infty (y/\delta)^{1/7}$, der ebenfalls von Prandtl stammt. Eine solche Einteilung der Grenzschicht in zwei Abschnitte ist zwar für die Wärmeübergangsberechnungen und insbesondere hier im Zusammenhang mit der Heißfolie zum Verständnis ihrer Wärmeabgabe an die Strömung als Modellvorstellung sehr zweckmäßig. In Wirklichkeit gibt es aber keine feste Grenze für das Aufhören der turbulenten Bewegung, sondern das Abklingen der turbulenten Reibung bis zur Wand erfolgt wie Reichardt (vgl. Anhang 13) gezeigt hat, vollkommen kontinuierlich.

Die Heißfolie eines in eine praktisch wärmeundurchlässige Wand bündig eingebauten Gebers hat gegenüber dem strömenden Medium eine höhere Temperatur $t_w = t_L + \Delta t$. Die Wand hat selbst angenähert die Temperatur t_L . Die Temperaturerhöhung durch die Reibungswärme kann rechnerisch über die Eigentemperatur t_E

$$t_E = t_L + r \frac{U_\infty^2}{2 c_p}$$

der Wand berücksichtigt werden, welche die Wand (die Heißfolie) im unbeheizten Zustand annimmt. Dabei ist r = Rückgewinnfaktor und kann nach Messungen von Eckert und Weise – vgl. Eckert [144] – durch $r = \text{Pr}^{1/2}$ (laminar $\text{Re}_x < 5 \cdot 10^5$) angenähert werden. Für Luft mit $\text{Pr} = 0,713$ wird $r = 0,844$. Für turbulente Grenzschichten nähert sich der Wert von r mit Vergrößerung von Re_x asymptotisch zu $r = 0,9$, wie man aus [144] entnehmen kann. Eine solche Korrektur macht sich aber bei hohen Temperaturdifferenzen $\Delta t = t_w - t_L$ selbst bei verhältnismäßig hohen Strömungsgeschwindigkeiten nur wenig bemerkbar¹⁾. Durch den von der Heißfolie erzwungenen Wärmefluß bildet sich eine an der Vorderkante der Heißfolie HF beginnende Temperaturgrenzschicht (Schicht mit erhöhter Temperatur) innerhalb der Strömungsgrenzschicht aus. Diese ist in Bild 5.4 durch Kreuzschraffur gekennzeichnet. Wenn man die in Strömungsrichtung gesehene Länge B_F der Heißfolie klein genug hält, kann man erreichen, daß die Temperaturgrenzschichtdicke innerhalb der laminaren Unterschicht bleibt. Unter diesen Bedingungen darf angenommen werden, daß die an das strömende Medium abgegebene Wärmemenge, außer durch die Temperatur der Heißfolie und die Stoffkonstanten des Strömungsmediums nur durch den Geschwindigkeitsverlauf in unmittelbarer Wandnähe, also hauptsächlich durch die in der laminaren Unterschicht herrschende Geschwindigkeit, festgelegt ist. Für den Fall $B_F \rightarrow 0$ geht die mittlere Grenzschichtdicke δ_{TFm} , welche über die in Strömungsrichtung gesehene Heißfolienlänge B_F wirksam ist, ebenfalls gegen null, d. h. $\delta_{TFm} \rightarrow 0$. Die mathematischen Grundlagen zur Wärmeabgabe einer kleinen Heißfolie sind im Anhang (Abschnitt 13) zu finden.

¹⁾ Laut Definitionsgleichung (5.3) für die Wärmeübergangszahl setzt man in diesem Fall nach Eckert [144] für die Temperaturdifferenz $\Delta t = t_w - t_E$ ein. Beispielsweise, wie bei den meisten Messungen der Fall war, mit $t_w = 220^\circ \text{C}$, $t_L = 20^\circ \text{C}$ sowie z. B. maximal mit $U_\infty = 100 \text{ m/s}$ wird die mit der Temperaturdifferenz $\Delta t = t_w - t_E$ gebildete Wärmeübergangszahl ca. um 2% größer. An dieser Stelle sei gesagt, daß eine solche Korrektur nur bei der Eichung (vgl. Abschnitt 5.3) vorgenommen wurde. Bei den eigentlichen Messungen mit Hilfe der automatischen Meßkette (vgl. Abschnitt 5.4) wurde diese im vorliegenden Fall meßtechnisch nicht leicht erfassbare kleine Verfälschung nicht korrigiert.

Daraus geht hervor, daß eine zu null gehende Temperaturgrenschichtdicke im Falle einer sehr kleinen Heißfolie auch in einem anderen physikalisch ähnlichen Wärmeübergangsvorgang, nämlich bei der örtlichen Wärmeabgabe einer isothermen Oberfläche vorkommt, welche von einem Strömungsmedium mit sehr großer Prandtl-Zahl, d. h. $Pr \rightarrow \infty$ beströmt wird. In beiden Fällen gelten die gleichen mathematischen Ansätze und Lösungen, wie aus dem Anhang zu entnehmen ist. Es darf daher erwartet werden, daß mit einer kleinen Heißfolie eine Wärmeübergangsmessung für eine hohe Prandtl-Zahl bei konstanter Wandtemperatur simuliert werden kann. Die Gesetzmäßigkeiten der Wärmeübertragung für $Pr \rightarrow \infty$ sind, wie im Anhang gezeigt wurde, auch bei sehr viel kleineren Prandtl-Zahlen ($Pr > 0,6$) mit guter Näherung gültig. Daher ist es zu erwarten, daß die mit einer sehr kleinen Heißfolie gemessene Wärmeübergangszahl in einem ganz bestimmten, konstanten Verhältnis zu der örtlichen Wärmeübergangszahl einer isothermen Wand an gleicher Stelle von der gleichen Wandtemperatur t_w einer Heißfolie steht, welches durch Eichung gefunden werden muß.

Dies gilt sowohl für laminare Strömungen mit oder ohne Druckgradienten (z. B. Staupunkt, Ablösepunkt, längsangeströmte Platte) als auch für turbulente Strömungen solange die Temperaturgrenschichtdicke der Heißfolie innerhalb der laminaren Unterschicht bleibt.

Da abgesehen von geringen Verlusten die Wärmemenge Q nach Gleichung 5.2 nur der Heißfolienfläche zugeführt wird, muß bei der Ermittlung der Wärmeübergangszahl α nach Gl. (5.3) deren Fläche F_G eingesetzt werden. Der durch den Geber fließende Gleichstrom I_G wird bei der Verwendung des DISA-Konstant-Temperatur-Anemometers aus der Brückengleichspannung errechnet, die vom Gerät angezeigt wird. Es gilt

$$I_G = \frac{1,04 \text{ Brückengleichspannung } U}{100 + \text{Kabelwiderstand } R_K + \text{Betriebswiderstand } R_B} \quad (5.6)$$

Dabei ist der Kabelwiderstand $R_K = 0,12 \Omega/m$.

Mit dem nach Gleichung 5.6 berechneten Geberstrom erhält man, eingesetzt in Gl. (5.2), die zugeführte Wärmemenge Q_G .

Ferner kann mit Hilfe der Gl. (5.1) die Temperaturdifferenz $\Delta t = t_w - t_L$ ermittelt werden.

Die Wärmeabgabe an das strömende Medium erfolgt durch Strahlung, Leitung und Konvektion. Der Anteil der Strahlung an der Gesamtwärmeabgabe ist sehr klein, da wegen der kleinen wärmeabgebenden Oberfläche ein extrem hoher Anteil der Konvektion entsteht. Zudem ist die Temperatur t_w der Oberfläche nicht hoch. Mit einer Strahlungszahl von $C \approx 0,36 \text{ kcal/m}^2\text{hgrd}^4$ für Platin und einer Heißfolientemperatur von $t_w = 220^\circ \text{C}$ und einer Temperatur $t_L = 20^\circ \text{C}$ des Mediums würde ja nach Heißfoliengröße der Anteil der Strahlungswärme an der Wärmeabgabe nur 0,1 bis 1,0 pro Mille betragen. Die Wärmeverluste durch die Zuleitungen werden zum größten Teil durch den elektrischen Abgleich der Brücke berücksichtigt. Es bleibt lediglich ein kleiner Anteil der Wärmeverluste der Zuleitungsstücke im Geberkörper selbst, der bei sachgemäßem Bau des Gebers ebenfalls vernachlässigbar klein ist. Man kann deshalb mit guter Näherung die zugeführte Wärmemenge der ab-

geführten Wärmemenge gleichsetzen. Aus Gl. (5.3) ergibt sich dann schließlich die vom Geber gemessene Wärmeübergangszahl

$$\alpha_G = \frac{0,860 (1,04)^2 \alpha' R_0 R_B U^2}{F_G (R_B - R_0) (100 + R_K + R_B)^2} \quad (5.7)$$

In Gleichung 5.7 sind für einen bestimmten Geber und eine bestimmte Temperaturdifferenz bis auf die Brückenspannung U alle anderen Größen konstant.

Daher kann für Gleichung 5.7 auch geschrieben werden

$$\alpha_G = C_1 U^2 \quad (5.7a)$$

wobei die Konstante

$$C_1 = \frac{0,930 \alpha' R_0 R_B}{F_G (R_B - R_0) (100 + R_K + R_B)^2}$$

ist.

Bestimmt man α_G an einer beliebigen Stelle einer mit der Geschwindigkeit U_∞ längs angeströmten Platte mittels eines Gebers von 0,2 mm Folienbreite, so stellt man fest, daß bereits bei $U_\infty = 0$, also bei freier Konvektion, wegen der Kleinheit der wirksamen Fläche ausgesprochen hohe Wärmeübergangszahlen auftreten. So erhält man bei einer gegebenen Anordnung z. B. $\alpha_G(U_\infty = 0) = 5125 \text{ kcal/m}^2\text{h}^\circ\text{C}$ bei einer Temperatur der Heißfolie von $t_w = 220^\circ\text{C}$ und einer Lufttemperatur $t_L = 20^\circ\text{C}$. Mit steigender Luftgeschwindigkeit steigt die Wärmeübergangszahl zwar an, der Anstieg ist jedoch vergleichsweise schwach. Man stellt z. B. fest, daß bei einer Luftgeschwindigkeit $U_\infty = 109 \text{ m/s}$ die Wärmeübergangszahl nur um rund 60% auf $\alpha_G = 8295 \text{ kcal/m}^2\text{h}^\circ\text{C}$ steigt.

Auch der von Koch [116] eingesetzte Geber ergab, wie eine Berechnung [108] zeigte, sehr hohe Wärmeübergangszahlen. Ein diesbezüglicher Hinweis ist ferner bei Herbeck [120] zu finden. Vergleicht man diese hohen Werte mit jenen an einer großen gleichmäßig beheizten Platte, so stellt man zweierlei fest. Erstens sind, wie Gl. (5.5) erwarten läßt, die absoluten Werte der Wärmeübergangszahlen sehr viel kleiner. Zweitens ist, verglichen mit den Wärmeübergangszahlen bei höherer Luftgeschwindigkeit die freie Konvektion praktisch vernachlässigbar klein. Wichtig ist in diesem Zusammenhang die Tatsache, daß bei sehr kleinen Heißfolien im Gegensatz zu einer großen Platte die Wärmeabgabe durch freie Konvektion bei der Windgeschwindigkeit Null selbst bei sehr großen Windgeschwindigkeiten größer als die zusätzliche Wärmeabgabe durch die Strömung – vgl. auch Herbeck [120] – ist. Die Wärmeabgabe bei der Windgeschwindigkeit Null wird von der im Anhang behandelten Theorie nicht erfaßt. Beim Vergleich der Theorie mit den Messungen der Wand Schubspannung mittels einer kleinen Heißfolie ist übereinstimmend z. B. von den Autoren Herbeck [120], Bellhouse und Schultz [121], Brown [129] gezeigt worden, daß die Wärmeabgabe bei der Windgeschwindigkeit Null von der Gesamtwärme bei erzwungener Konvektion einfach abgerechnet werden kann, so lange nicht extrem kleine Geschwindigkeiten herrschen. Diese Wärmeabgabe stellt also normalerweise eine konstante Größe dar. Für die Gesetzmäßigkeiten der Wärmeübertragung bei den hier beabsichtigten experimentellen Untersuchungen, bei denen extrem niedrige

Geschwindigkeiten nicht vorkommen, ist demnach nur der sich mit der Geschwindigkeit U_∞ ändernde Anteil der Wärmeübergangszahl

$$\alpha_{Gstr} = \alpha_G - \alpha_{G(U_\infty=0)} = C_1 (U^2 - U_{(U_\infty=0)}^2) \quad (5.8)$$

des Heißfoliengebers relevant. Deswegen ist auch bei der Eichung eine Beziehung zwischen der Wärmeübergangszahl α_{Gstr} eines in eine Wand bündig eingebauten Heißfoliengebers und der örtlichen Wärmeübergangszahl α , d. h. $\alpha_{Gstr} = f(\alpha)$ zu suchen.

Es sei hier hervorgehoben, daß unabhängig davon, ob die Plattenoberfläche durch eine gleichmäßige Beheizung auf die Heißfolientemperatur angeglichen oder kalt belassen wird, eine Eichung auf jeden Fall notwendig ist. Denn die Heißfolie muß bei diesem Meßprinzip von der umgebenden Oberfläche elektrisch isoliert werden, damit allein die der Heißfolie zugeführte elektrische Heizleistung gemessen werden kann, welche ein Maß für die örtliche Wärmeübergangszahl ist. Die auf jeden Fall notwendige Isolation der Heißfolienränder von der umgebenden Oberfläche kann noch so dünn sein, ein Temperatursprung zwischen den Rändern und der Isolation tritt praktisch immer ein, unabhängig davon, ob die Temperatur der umgebenden Oberfläche mit der Heißfolientemperatur identisch ist oder nicht. Daß auch bei gleicher Temperatur der Heißfolie und der umgebenden Oberfläche geeicht werden muß, beweist die bereits zitierte Arbeit von Mayinger und Schad [122].

5.3 Eichung des Wärmefußgebers

Bei technischen Strömungen treten sowohl laminare als auch turbulente Grenzschichten auf. Deshalb müssen für die Eichung zwei voneinander unabhängige Methoden gewählt werden.

Für die Eichung im turbulenten Bereich bietet sich die im Abschnitt 5.2.1 kurz beschriebene Prestonrohrmethode nach Achenbach [113] an, deren Anwendungsbereich von Fitzner [123] durch Benutzung einer Zweilochsonde nach Rechenberg [118] auch auf Strömungen erweitert wurde, die einen Druckgradienten in Strömungsrichtung aufweisen. Doch zeigen eigene Messungen [108], über die später auch hier kurz berichtet werden soll, wie auch bereits von Fitzner [123] zitierte Messungen, daß diese Methode fragwürdig ist. Die ursprüngliche Absicht, die Heißfoliengeber im turbulenten Strömungsbereich nach der erweiterten Prestonrohrmethode zu eichen, wurde deshalb fallen gelassen. Es erschien zuverlässiger, der Eichung eine der Meßanordnung entsprechende halbempirische, jedoch möglichst bestätigte Gleichung zugrunde zu legen. Als eine derartige Gleichung kann die folgende, von Prandtl aufgestellte – vgl. Eckert [144, S. 135] – Beziehung für eine längsangeströmte Platte herangezogen werden.

$$\frac{Nu_x}{Re_x Pr} = \frac{0,0297 Re_x^{-1/5}}{1 + 0,87 A' Re_x^{-1/10} (Pr - 1)} \quad (5.9)$$

Darin ist $A' = 1,5 \cdot Pr^{-1/8}$. Setzt man $Pr = 0,713$ für Luft von 20°C und 760 Torr, erhält man annähernd

$$Nu_x = 0,0234 Re_x^{0,80} \quad (5.9a)$$

Diese Gleichung wurde in einer Versuchsanordnung, die volle Turbulenz vom Plattenanfang an aufwies, von Sugawara und Sato [126] bestätigt. Für eigene Messungen wurde eine Versuchsanordnung nach der Skizze in Bild 5.5 zugrundegelegt.

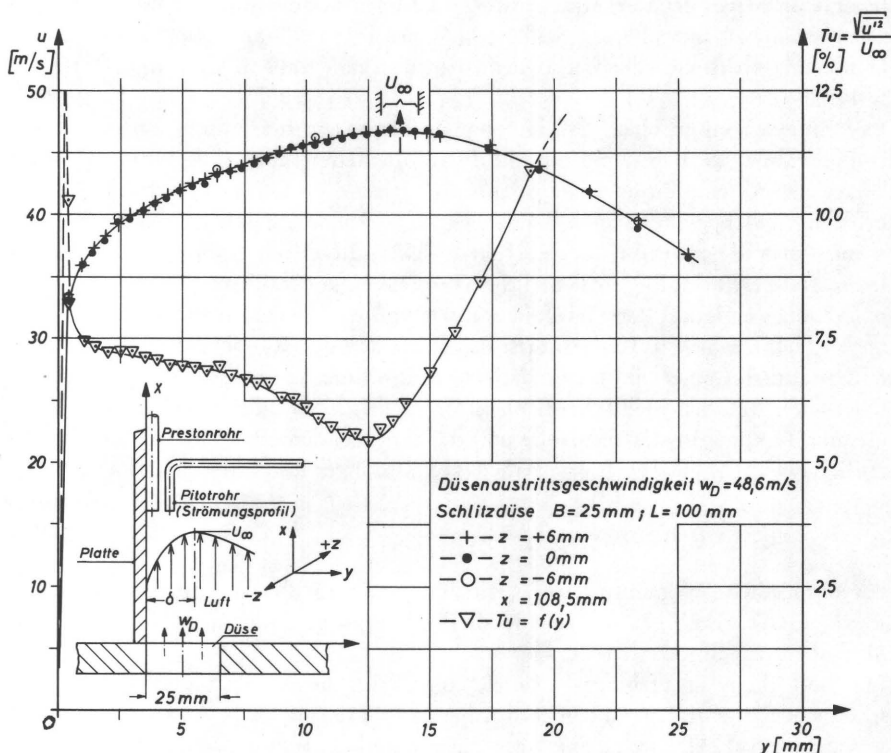


Bild 5.5: Geschwindigkeits- und Turbulenzprofile an einer tangential angeströmten Platte

Eine Plexiglasplatte mit glatter Oberfläche wurde am Austritt einer $B = 25 \text{ mm}$ breiten Schlitzdüse von 100 mm Schlitzlänge ohne Stoßkante einseitig angeordnet. Hierbei stellt die Platte eine einseitig verlängerte Düsenwand dar. Wie im folgenden gezeigt wird, ist aufgrund der gemessenen Strömungsprofile, welche bei größeren Re_x -Zahlen eindeutig turbulent sind, sowie aufgrund einer kritischen Reynoldszahl von $Re_{xkrt.} \approx 4 \cdot 10^5$, die sich aus Wärmeübergangsmessungen mit Heißfoliengeber ergeben hat und genau innerhalb des bei Schlichting [147] angegebenen Bereiches von $Re_{xkrt.} = 3 \div 5 \cdot 10^5$ für eine längsangeströmte Platte liegt, wurde angenommen, daß die Gl. (5.9) bzw. (5.9a) auch für eine Versuchsanordnung nach Bild 5.5 gültig ist.

Nach Abschluß der vorliegenden Arbeit wurde eine Veröffentlichung von Mabuchi und Kumada [154] bekannt, in der ausführlich über Untersuchungen der Strömungs- und Stoffübergangsverhältnisse an einer ähnlichen Versuchsanordnung nach Bild 5.5

berichtet wird. Dort wurde gezeigt, daß für eine solche Versuchsanordnung bei nicht zu großen Abständen x vom Düsenaustritt, d. h. $x/B < 10$, für turbulente Strömungen die Gesetzmäßigkeiten der Wärme- und Stoffübertragung einer längsangeströmten Platte gültig sind.

Damit wurde noch einmal bestätigt, daß die Gleichung (5.9) bzw. (5.9a) bei turbulenten Strömungen für die nach Bild 5.5 gezeigte Versuchsanordnung als Eichgleichung zugrundegelegt werden kann, wenn $x/B < 10$ ist.

Die Wärmeübergangszahlen wurden an zwei Stellen der Platte ($x_1 = 108,5$ mm, $x_2 = 240$ mm und mit $B = 25$, $x/B < 10$) gemessen. Man sieht aus Bild 5.5, daß die Geschwindigkeitsprofile (als Beispiel wurden die Ergebnisse für $z = 0$ mm und $z = \pm 6$ mm und $x_1 = 108,5$ mm gewählt) an den betrachteten Stellen bei einer Geschwindigkeit von $U_\infty = 46,8$ m/s ($Re_x = 3,36 \cdot 10^5$) durchweg turbulent sind. Innerhalb einer Entfernung von $z = \pm 6$ mm von der Düsenmittellachse decken sich die Geschwindigkeitsprofile ziemlich gut. Die endliche Düsenlänge von $l = 100$ mm hat bei der Entfernung x_1 auf die Meßresultate keinen Einfluß. Ferner kann man erkennen, daß die Grenzschichtdicke $\delta = 13$ bis 14 mm beträgt. Als Grenzschichtdicke δ wird bei dieser Anordnung der Abstand y der maximalen Geschwindigkeit U_∞ von der Wand definiert. Der Abfall der Geschwindigkeit bei größeren Entfernungen von der Platte ist durch die endliche Düsenbreite zu erklären. Ähnliche Geschwindigkeitsprofile wurden auch bei höheren Geschwindigkeiten und bei der zweiten Meßstelle ($x_2 = 240$ mm) gemessen. Auch hier hat die endliche Düsenlänge keinen Einfluß auf die Meßresultate. Für $Re_x < 2,5 \cdot 10^5$ konnte nicht eindeutig gesagt werden, ob es sich um turbulente oder laminare Grenzschichtprofile handelt. Die Turbulenzbedingung ist also erst ab dieser Reynolds-Zahl mit Sicherheit erfüllt. Im Bild 5.5 ist ferner der Verlauf des Turbulenzgrades $Tu = \sqrt{u'^2}/U_\infty$ in Abhängigkeit vom Abstand y angegeben. Diese Messungen wurden mit einem Hitzdrahtgeber durchgeführt. In unmittelbarer Wandnähe zeigt die Längsschwankung eine Tendenz zu einem Maximum an, um anschließend bei $y = 0$ auf den Wert Null abzufallen. Der abfallende Ast der Kurve, wie auch das wahrscheinliche Maximum – gestrichelt angedeutet – konnten wegen des sehr geringen Wandabstandes nicht gemessen werden. Ähnliche Kurvenverläufe bei vergleichbaren Werten sind bei Schlichting [147, S. 524–525] zu finden. Abgesehen von der guten Übereinstimmung mit den in [147] gezeigten Kurven, sollte diese Messung auch verdeutlichen, daß die Geschwindigkeitsprofile trotz der kleinen Abmessungen der Wanddüse voll turbulenten Charakter haben. Ferner wurden an beiden Meßstellen die statischen Drücke in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit U_∞ ermittelt, um zu kontrollieren, wie groß der Druckgradient auf der Platte ist. Diese Messungen zeigten, daß ein schwacher Druckgradient vorhanden ist [108]. Nach diesen Voruntersuchungen über die Strömungsverhältnisse wurden die Wärmeübergangszahlen mit Heißfoliengeber sowie mit dem Prestonrohr gemessen.

Die in der Versuchsanordnung nach Bild 5.5 gewonnenen Ergebnisse sind in Bild 5.6 dargestellt und in Vergleich gebracht mit den Werten nach Gl. (5.9). Zum Vergleich wurden auch Meßergebnisse nach der Prestonrohrmethode mit aufgezeichnet.

Die jeweiligen Parameter wurden in Tabelle 1 zusammengestellt. Als Strömungsmedium bei den Messungen wurde Luft mit Raumtemperatur verwendet.

Die Meßpunkte nach der Prestonrohrmethode liegen mit geringer Streuung auf einer Geraden, die durch die Gleichung

$$\text{Nu}_{x\text{Pr}} = 0,011 \text{ Re}_x^{0,87} \quad (5.10)$$

dargestellt werden kann. Achenbach [113] erhielt aus seinen Messungen die Beziehung

$$\text{Nu}_{x\text{Pr}} = 0,03 \text{ Re}_x^{0,80} \quad (5.11)$$

Gl. (5.11) stimmt mindestens bezüglich der Re_x -Abhängigkeit mit Gl. (5.9) bzw. (5.9a) überein, während die eigenen Messungen gemäß Gl. (5.10) eine merklich andere Abhängigkeit ergaben, obwohl die Bedingungen zur Anwendung der Prestonrohrmethode, so wie sie in [108] ausführlich erläutert wurden, genau eingehalten wurden.

Diese Nichtübereinstimmung und ein in [124] angegebener Grund bestärkten die Vermutung, daß die Prestonrohrmethode zur Messung der Wärmeübergangszahlen in Strömungen mit Druckgradienten nicht allgemein anwendbar ist. Auf die Prestonrohrmethode wird in den Abschnitten 7.1 und 7.2 erneut eingegangen.

In der oberen Bildhälfte (Bild 5.6) findet man die hier in erster Linie interessierenden Meßergebnisse des Heißfoliengebers. Die Wärmeübergangszahlen liegen sehr hoch, da beim in die Platte eingebauten Geber die im Abschnitt 5.2.4 angeführte Flächenabhängigkeit wirksam ist. Wie Tabelle 1 zeigt, wurde die Temperatur der Heißfolie im Bereich von $t_w = 75^\circ \text{C}$ bis $t_w = 220^\circ \text{C}$ variiert. Die Meßwerte zeigen keinen erfaßbaren Einfluß der Heißfolientemperatur auf die Wärmeübergangszahl. Oberhalb einer Reynolds-Zahl $\text{Re}_x = 4 \cdot 10^5$ lassen sich die Meßwerte durch die Gleichung

$$\text{Nu}_{\text{Gstr}} = 0,304 \text{ Re}_x^{0,80} \quad (5.12)$$

sehr gut beschreiben, während unterhalb dieser Reynolds-Zahl die Gleichung

$$\text{Nu}_{\text{Gstr}} = 14,2 \text{ Re}_x^{0,50} \quad (5.13)$$

mit guter Näherung gilt. Der Geber zeigt also den Umschlag von der laminaren zur turbulenten Grenzschicht an.

Wird vorerst nur der turbulente Bereich betrachtet, so kann man die Gleichung 5.12 mit der Gleichung 5.9a in Beziehung bringen. Es ergibt sich ein konstanter Wert für das Verhältnis K_1 der beiden Nusselt-Zahlen

$$K_1 = \text{Nu}_x / \text{Nu}_{\text{Gstr}} = 1/13 \quad (5.14)$$

Da die beiden Nusselt-Zahlen mit den gleichen kennzeichnenden Größen λ und x gebildet wurden, gilt demnach auch

$$\alpha = K_1 \alpha_{\text{Gstr}} \quad (5.14a)$$

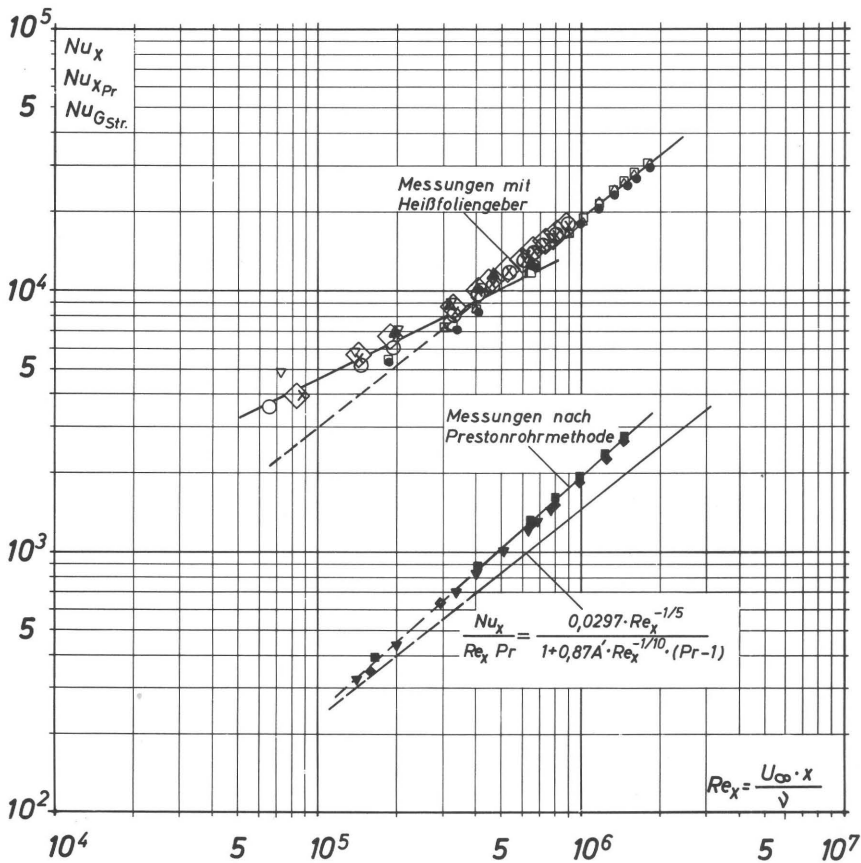


Bild 5.6: Örtliche Nusselt-Zahlen der in Tabelle 1 zusammengestellten Messungen

Damit ist die Eichgleichung für den turbulenten Bereich gegeben. Um die effektiven Wärmeübergangszahlen α zu erhalten, müssen also α_{Gstr} -Werte mit einem Eichfaktor $K_1 = 1/13 = 0,0769$ multipliziert werden. Bezogen auf K_1 beträgt die maximale Streuung der einzelnen Meßwerte rund $\pm 13\%$.

Für turbulente Strömungen ist das theoretisch zu erwartende Verhältnis zwischen der Wärmeübergangszahl α_{Gstr} der Heißfolie und der örtlichen Wärmeübergangszahl α einer isothermen Platte durch Gleichung (13.35) im Anhang gegeben. Vergleicht man diese Gleichung mit der experimentell ermittelten Gleichung (5.14) bzw. (5.14a), so ist festzustellen, daß die Größe in Klammern in Gl. (13.35)

$$\frac{B_F \cdot u_T \cdot A_q}{\nu \cdot A_T} = \text{konst.}$$

sein muß. Wie aus Tabelle 1 in Verbindung mit Bild 5.6 zu entnehmen ist, wurde

Symbol	t_w °C	x mm	Messmethoden
— ▲ —	75,2	108,5	DISA- Heissfoliengeber Typ 55A92
— ○ —	122,8	108,5	
— × —	171,6	108,5	
— ◇ —	217,8	108,5	
— ▽ —	220,2	108,5	
— □ —	124,3	240,0	
— △ —	175,4	240,0	
— ● —	215,4	240,0	
— ■ —	22,0	108,5	Messung nach Prestonrohr- methode Aussen \varnothing 0,7 mm Innen \varnothing 0,5 mm
— ◆ —	22,0	240,0	
— ▼ —	22,0	108,5	

Tabelle 1: Parameter zu den in Bild 5.6 dargestellten örtlichen Nusselt-Zahlen

durch acht verschiedene Meßserien aus Messungen an zwei verschiedenen Stellen der Platte und in einem großen Geschwindigkeitsbereich eindeutig gezeigt, daß offensichtlich für eine kleine Heißfolienlänge ($B_F = 0,2$ mm) ein konstantes Verhältnis zwischen den beiden Wärmeübergangszahlen geben muß. Auffallend ist die genaue Übereinstimmung der Zahlenkonstante, welche sowohl theoretisch als auch experimentell einen Wert von $1/13$ ergeben hat. Zukünftige Messungen in Abhängigkeit von der Heißfolienlänge B_F müssen erweisen, ob es sich hier um eine zufällige Übereinstimmung handelt oder ob dieser Übereinstimmung eine allgemeine Gesetzmäßigkeit zugrunde liegt. Ohne eine Betonung auf allgemeine Gesetzmäßigkeit legen zu wollen sei hier erwähnt, daß einige orientierende Messungen mit dem Geber nach Bild 5.2 ebenfalls eine Zahlenkonstante von $1/13$ ergeben haben. Wendet man den gleichen Eichfaktor K_1 für die Umrechnung der im laminaren Bereich gültigen Beziehung aus Gleichung 5.13 an, so ergibt sich für die örtliche Nusselt-Zahl

$$Nu_x = 1,09 Re_x^{0,50} \quad (5.15)$$

Geht man von der Theorie der laminaren Strömung aus, so erhält man mit $Pr = 0,713$

$$Nu_x = 0,296 Re_x^{0,50} \quad (5.15a)$$

und damit ca. um den Faktor 3,7 kleinere Werte.

Diese Diskrepanz muß in einer anderen laminaren Strömung überprüft werden. Zu erklären wäre dieses Verhalten mit dem Druckgradienten. Die Gleichung 5.15a gilt nämlich für eine Plattenströmung ohne Druckgradienten und den Turbulenzgrad

$Tu = 0$, während die Eichströmung im Meßbereich durch einen positiven Druckgradienten und eine beträchtliche Turbulenz in unmittelbarer Wandnähe (d. h. bei $y = 0,2 \delta$) in der Größenordnung von $Tu = 7\%$ gekennzeichnet ist, wie bereits in Bild 5.5 gezeigt wurde. Solche Strömungen ergeben gegenüber Gleichung 5.15a, wie z. B. Schlichting [147, S.290] anhand eines senkrecht angeströmten Kreiszylinders anführt, höhere Wärmeübergangszahlen. Bei einem Turbulenzgrad $Tu = 2,5\%$ ergeben sich z. B. um etwa 80% höhere Nusselt-Zahlen.

Unter der Voraussetzung eines Druckgradienten führt eine Erhöhung der Turbulenz auch im Falle der ebenen Platte zu höheren Nusselt-Zahlen, wie Kestin, Maeder und Wang [127] und später Büyüktür, Kestin und Maeder [128] an einer beschleunigten Strömung zeigten. Sie fanden in einem Bereich, der dem in Bild 5.6 gezeigten laminaren Bereich der Eichströmung etwa entspricht, bei Turbulenzgraden in unmittelbarer Wandnähe ($y = 0,2 \delta$) von 5,4% bzw. 6,9% Nusselt-Zahlen, die sehr nahe bei jenen liegen, die durch Gleichung 5.15 gegeben sind. Auch Walz [148] zeigt theoretisch, daß bei laminaren Strömungen mit Druckgradient für starke positive oder negative Druckgradienten die Änderung des Wärmeüberganges erheblich ist. Er vermerkt allerdings, daß eine Nachprüfung dieses etwas überraschenden und praktisch bedeutsamen Ergebnisses mit Hilfe einer Differenzmethode und mit Messungen noch aussteht.

Nach diesen Ausführungen ist also eine solche Diskrepanz keineswegs außergewöhnlich, so daß der Heißfoliengeber mit großer Wahrscheinlichkeit auch im laminaren Bereich mit einem Eichfaktor von $K_1 = 1/13$ benutzt werden kann. Diese Annahme soll im folgenden mittels einer Eichung in einer Staupunktströmung noch erhärtet werden. Theoretisch exakt läßt sich die Wärmeübergangszahl für laminare, ebene Keilströmungen nach folgender Formel bestimmen (vgl. Eckert [125]):

$$\alpha_{LamE} = \frac{A\lambda}{\sqrt{2-\beta}} \sqrt{\frac{w_x}{\nu x}} \quad (5.16)$$

Dabei ist w_x als örtliche Geschwindigkeit am äußeren Rand der Grenzschicht und x als Entfernung vom Staupunkt definiert. Für die als Temperaturanstieg genannte Größe A wird von Eckert folgende Näherungsformel angegeben, die für β -Werte größer als Null mit einer größten Abweichung von 2% gilt

$$A = 0,56 (\beta + 0,2)^{0,11} Pr^{0,35 + 0,02\beta} \quad (5.17)$$

β ist ein Formparameter und bekommt je nach dem Öffnungswinkel des umströmten Keiles verschiedene Werte. Für senkrecht angeströmte Platten, also für einen Öffnungswinkel von 180° , hat er den Wert $\beta = 1$. Mit $Pr = 0,713$ erhält man nach Gleichung 5.17 für den Temperaturanstieg $A = 0,50$.

Bei der zweidimensionalen Staupunktströmung, die dem Potentialansatz $\Phi = \frac{a}{2} (x^2 - z^2)$ entspricht, gilt für die horizontale Geschwindigkeitskomponente, welche die wandparallele Geschwindigkeit darstellt

$$w_x = \frac{\partial \Phi}{\partial x} = ax \quad (5.18)$$

Gleichfalls gilt für die vertikale Geschwindigkeitskomponente, welche den Geschwindigkeitsverlauf längs der in den Staupunkt laufenden Stromlinie darstellt,

$$w_z = \frac{\partial \Phi}{\partial z} = -a z \quad (5.19)$$

Mit $A = 0,50$ und $a = w_x/x$ erhält man schließlich aus Gleichung 5.16 folgende Beziehung

$$\alpha_{\text{LamE}} = 0,50 \lambda \sqrt{a/V} \quad (5.20)$$

Die Gleichung (5.20) für den ebenen Staupunkt mit $Pr = 0,71$ für Luft und mit dem Geschwindigkeitsgradient $a = (dw_x/dx)_w$ wurde zuerst von Squire (unveröffentlicht, vgl. Goldstein [151], vgl. auch im Anhang Gl. (13.21)) angegeben.

Will man die einer Potentialströmung entsprechende Staupunktströmung einer Eichung zugrunde legen, ergibt sich die selbstverständliche Bedingung, daß die wirkliche Strömung zumindest im engsten Staupunktbereich jener genügend genau entspricht. Dieser Bereich kann in gewissen Fällen auch ohne die Kenntnis des effektiven Wertes der Wärmeübergangszahl einfach aus den Verläufen der gemessenen Wärmeübergangszahl α_{Gstr} des Gebers in x -Richtung bei verschiedenen Plattenabständen und bei einer konstanten Düsenaustrittsgeschwindigkeit – also mittels der Funktion $\alpha_{\text{Gstr}} = f(x/B, Z/B)$ – festgestellt werden.

Da der Geschwindigkeitsgradient a in Gleichung 5.20 eine Konstante ist, hängt α_{LamE} nicht vom Staupunkt Abstand x bzw. x/B ab. Zeigt der Geber bei einer Prallstrahlströmung in unmittelbarer Umgebung des Staupunktes eine konstante Wärmeübergangszahl an, dann darf auf Übereinstimmung geschlossen werden. Es ist dabei zu beachten, daß ein geringer Turbulenzgrad Voraussetzung der theoretischen Ableitung von α_{LamE} ist. In weitaus den meisten Fällen, besonders jedoch dann, wenn kleine Düsenbreiten vorliegen, ist es schwierig oder gar unmöglich zu entscheiden, ob die Bedingung einer konstanten Wärmeübergangszahl erfüllt ist. Es ist deshalb ein eindeutiges Kriterium erwünscht, das wie folgt gewonnen werden kann: Setzt man Gleichung 5.19 in Gleichung 5.20 ein, so ergibt sich

$$\alpha_{\text{LamE}} = 0,50 \lambda \sqrt{\frac{|w_z|}{V}} \frac{1}{\sqrt{Z}} \quad (5.20a)$$

Hält man $w_z = \text{konst.}$, so folgt

$$\alpha_{\text{LamE}} = \frac{\text{Konst.}}{\sqrt{Z}} \quad (5.20b)$$

Variiert man z , so nimmt α_{LamE} – einer Hyperbel höherer Ordnung folgend – mit wachsendem z ab.

Überträgt man diese Überlegung auf die Prallstrahlströmung unter der Annahme, $z = Z$ sei der Abstand zwischen der Platte und der Düse, dann ist w_z nicht identisch mit der Austrittsgeschwindigkeit w_D . Es gilt, wie auch aus Bild 5.7 hervorgeht, $w_D < w_z$.

Damit eine Übereinstimmung mit der theoretischen Staupunktströmung gegeben ist, dürfen nur Prallstrahlströmungen für die Eichung des Gebers herangezogen werden,

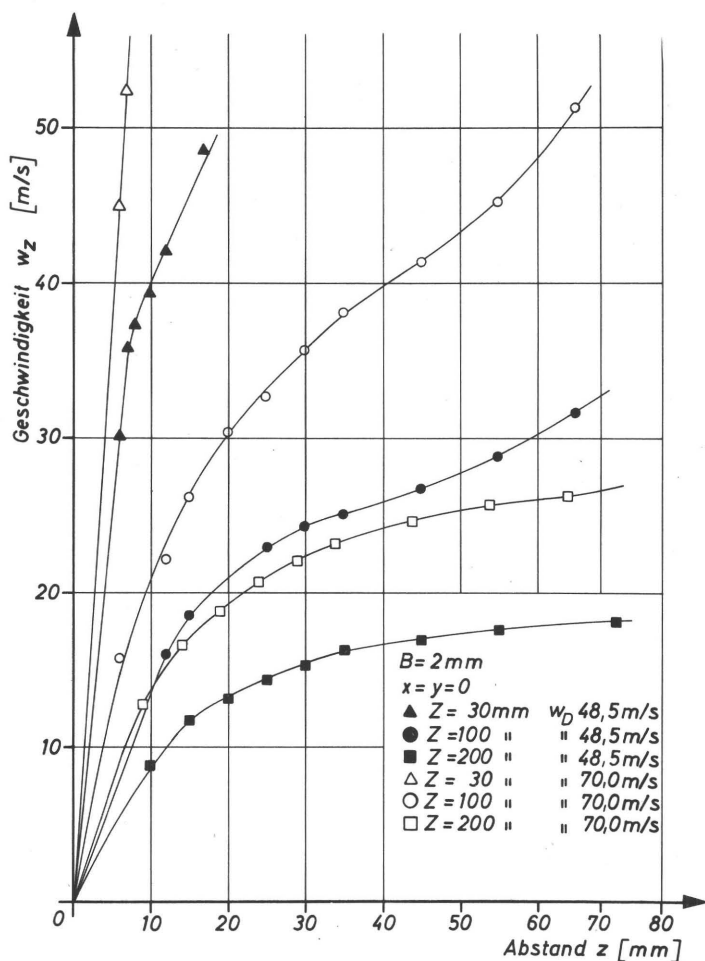


Bild 5.7: Geschwindigkeitsprofile zur Bestimmung des Geschwindigkeitsgradienten α_0 bei $x = 0$ (Düsen-typ 1/2)

bei denen für die Wärmeübergangszahl im Staupunkt bei einer gegebenen Düsen-austrittsgeschwindigkeit w_D die Bedingung

$$\alpha_0 = \frac{\text{Konst.}}{\sqrt{Z}} \quad (5.21)$$

erfüllt ist. Setzt man voraus, daß $\alpha_0 = K_2 \cdot \alpha_{\text{Gstr.o}}$ sei, folgt

$$\alpha_{\text{Gstr.o}} = \frac{\text{Konst.}}{K_2 \sqrt{Z}} \quad (5.22)$$

Kriterium ist demnach der Verlauf von $\alpha_{\text{Gstr.o}} = f(Z/B)$.

Bild 5.8 stellt einige derartige Verläufe dar. Es ist erkennbar, daß bei den Anord-nungen, die den Messungen zugrunde lagen, für kleine Z/B -Werte die Gleichung 5.21

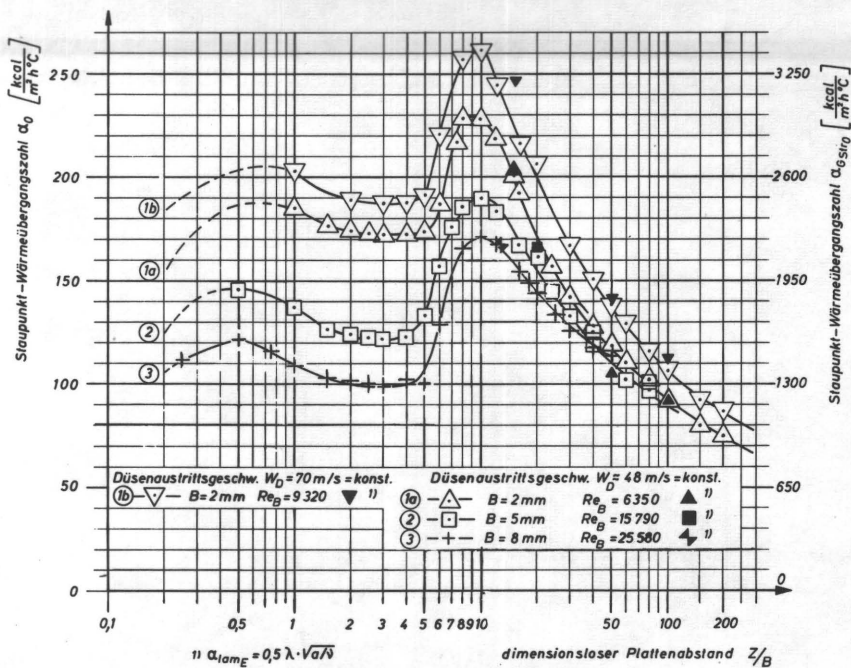


Bild 5.8: Wärmeübergangszahl $\alpha_0 = K_1 \cdot \alpha_{Gstr.o}$ im Staupunkt mit $K_1 = 1/13$ (Düsenty 1/i).

1) Nach Gleichung 5.20 berechnete Werte.

	Düsenty 1						Düsenty 2					
Düsenbreite B [mm]	2	2	2	2	2	2	5	8	1,6	1,6	1,6	1,6
Plattenabstand Z [mm]	30	100	200	30	100	200	100	100	30	100	100	100
Dimensionsloser Plattenabstand Z/B	15	50	100	15	50	100	20	12,5	18,75	62,5	62,5	62,5
Düsenaustrittsgeschwindigkeit w_D [m/s]	48,5	48,5	48,5	70	70	70	48	47,6	48,2	48,2	48,2	48,2
Geschwindigkeitsgradient a [1/s]	5130	1350	1050	7500	2500	1560	3400	3500	4350	1500	2250	2250
Wärmeübergangszahl $\alpha_{lam.g}$ [kcal/m²h°C], Gleichung 5.20	204	105	92	246	142	112	166	168	187,5	110	135	135
Wärmeübergangszahl des Gebers am Staupunkt $\alpha_{Gstr.o}$ [kcal/m²h°C]	2600	1534	1183	2925*	1807	1391	2106	2184	2535	1410	1755	1755
Eichfaktor K_1 ($K_2 = \alpha_{lam.g}/\alpha_{Gstr.o}$)	0,0785	0,0684	0,0778	0,0841	0,0786	0,0805	0,0788	0,0769	0,074	0,0781	0,0769	0,0769
Prozentuale Abweichung von $K_1 = 1/13 = 0,0769$ bezogen auf K_2 [%]	-2,0	+12,4	-1,1	-8,5	-2,1	-4,5	-2,4	± 0	+4,0	-1,4	± 0	± 0
Effektive Wärmeübergangszahl am Staupunkt $\alpha_o = K_1 \alpha_{Gstr.o}$ [kcal/m²h°C]	200	118	91	225	139	107	162	168	195	108,5	135	135

Tabelle 2: Zusammenstellung der Meßergebnisse der Eichung des Heißfoliengebers im Staupunkt von zweidimensionalen Prallstrahlströmungen. Die benutzten Meßwerte sind teilweise in den Bildern 5.7, 5.8 und 5.9 dargestellt. Die mit x bezeichneten Werte wurden durch Interpolation (Bild 5.8) gewonnen.

nicht erfüllt ist und eine Übereinstimmung erst bei verhältnismäßig großen Plattenabständen erwartet werden darf, nämlich dann, wenn die Meßwerte monoton abfallen. Bei den vorliegenden Versuchsanordnungen beginnt der Abfall meistens bei $Z/B \approx 10$.

Einige der nach Gleichung 5.20 gerechneten Wärmeübergangszahlen sind in Tabelle 2 zusammengefaßt und mit den Meßwerten von $\alpha_{\text{Gstr.o}}$ verglichen. Es zeigt sich, daß mit guter Übereinstimmung

$$\frac{\alpha_o}{\alpha_{\text{Gstr.o}}} = \frac{\alpha_{\text{LamE}}}{\alpha_{\text{Gstr.o}}} = K_2 = \frac{1}{13} = K_1 \quad (5.23)$$

geschrieben werden darf. In Tabelle 2 sind auch die Meßwerte für eine Düse (Düsen-typ 2) mit $B = 1,6$ mm angeführt, welche im Bild 5.8 wegen besserer Übersichtlichkeit nicht eingezeichnet sind. Auch diese Meßwerte zeigen gute Übereinstimmung mit der Gleichung (5.23). In Tabelle 2 sind außerdem die jeweiligen prozentualen Abweichungen von $K_1 = 1/13$ bezogen auf K_2 angegeben, welche maximal 12,4 % betragen.

Mit diesen experimentellen Ergebnissen und mit der im Anhang behandelten Theorie der Wärmeabgabe einer sehr kleinen Heißfolie ist es bewiesen, daß der Heißfoliengeber unabhängig von der Strömungsform und -art korrekte Meßwerte liefert.

Die Tabelle 2 zeigt auch die Werte $a = -w_z/z$, die zur Berechnung der Wärmeübergangszahl nach Gleichung (5.20) durch Profilmessungen gewonnen wurden. In Bild 5.7 sind beispielsweise einige Geschwindigkeitsprofile und in Bild 5.9 die dazugehörigen Wärmeübergangszahlen $\alpha_{\text{Gstr.o}}$ im Staupunkt gezeigt. Die Kurven in Bild 5.9 wurden mit einem x-y-Schreiber aufgenommen. Über die Verarbeitung der Meßwerte wird im Kapitel 5.4 noch zu sprechen sein.

Für die gute Übereinstimmung nach Gleichung (5.23) ist nicht zuletzt die Turbulenzarmut des Prallstrahles verantwortlich, die wesentlich von der Form der Düsen bestimmt wird. Darauf wird im Abschnitt 6 näher eingegangen. Hier soll soviel gesagt werden, daß bei allen Düsen am Düsenaustritt ausgesprochen niedrige Turbulenzgrade (zwischen 0,2 bis 0,7 %) gemessen wurden.

Die Eichung eines Wärmeflußgebers, der in einer senkrecht angeströmten Platte (runder Prallstrahl) im Staupunkt bündig eingebaut war, scheint zum ersten Male von Kizaoui [114] durchgeführt worden zu sein. Seine Eichung beinhaltet allerdings hinsichtlich der Wärmeübergangstheorie des runden Prallstrahles einige Fehler über die in [108] berichtet wurde.

Im Abschnitt 5.2.1 wurde erwähnt, daß über die Eichung von Heißfoliengebern sowohl in laminaren als auch in turbulenten Strömungen im Schrifttum nur in wenigen Veröffentlichungen berichtet wurde. In diesem Zusammenhang ist die Arbeit von Bellhouse und Schultz [121] und die Dissertation von Brown [129] zu nennen. In beiden Arbeiten wurde die Messung der Wandschubspannung mit Hilfe von Heißfoliengebern behandelt, wobei insbesondere von Brown der Zusammenhang zwischen der Wandschubspannung und der Wärmeabgabe der Heißfolie bei erzwungener Konvektion eingehend theoretisch untersucht wurde. Bellhouse und Schultz [121] fanden für den Zusammenhang zwischen der Wärmeabgabe der Heißfolie und der Wandschubspannung für laminare oder turbulente Strömungen zwei verschiedene Eichkurven, die aber nur 14 % Abweichung voneinander haben. Brown [129] ermittelte – in Übereinstimmung mit dem hier in einem anderen Zusammenhang gewonnenen Eichergebnis – eine einzige Eichkurve für laminare und turbulente

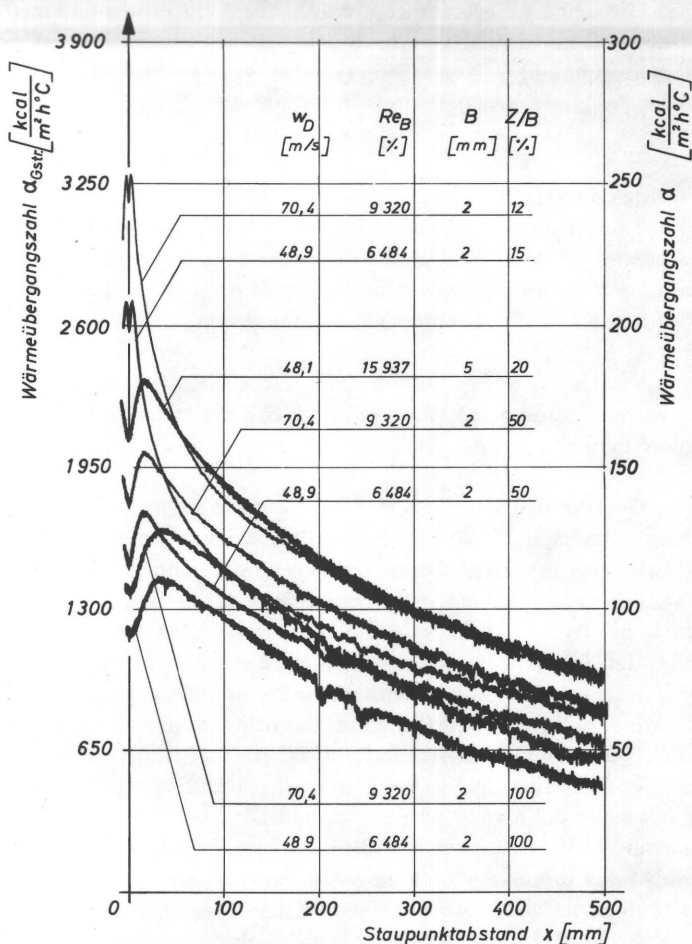


Bild 5.9: Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahlen für verschiedene Geschwindigkeiten w_D und Plattenabstände (Düsentypen 1/2 und 1/5).

Strömungen in einem Kanal und auf einer längsangeströmten Platte. Nach seinen Untersuchungen ist bei der Eichung von Heißfoliengebern zur Messung von Wand Schubspannungen immer dann eine einzige Eichkurve für beide Strömungsarten zu erwarten, wenn ein von ihm theoretisch abgeleitetes und experimentell überprüft Kriterium

$$4 \text{ Pr}^{-1/2} < \frac{u_\tau l^*}{\nu} < 60 \text{ Pr}$$

erfüllt ist. Darin ist

$$u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho}$$

die Schubspannungsgeschwindigkeit und l^* eine durch die Eichung ermittelte, effektive Folienbreite in Strömungsrichtung, die in erster Näherung gleich der gemessenen Folienbreite B_F (vgl. Bild 5.3 und 5.4) gesetzt werden darf.

Setzt man voraus, daß Browns Kriterium auch für die Wärmeübergangszahl gültig ist, so zeigt eine Überschlagsrechnung mit den Extremwerten von einigen Untersuchungen, daß die Größe

$$\frac{u_t \cdot B_F}{\nu} = 5 \text{ bis } 55$$

(vgl. auch Anhang) beträgt und auch hier ungefähr innerhalb der von Brown angegebenen Grenzen bleibt. Mit anderen Worten, es wäre nach diesem Kriterium bei den vorliegenden Versuchsbedingungen sowieso eine einzige Eichkurve für laminare und turbulente Strömungen zu erwarten, wie sich auch unabhängig von diesem Kriterium ergeben hat.

5.4 Versuchsdurchführung

Sämtliche Untersuchungen wurden mit Düsenstrahlen von Raumtemperaturen durchgeführt. Die Temperaturmessung der Raumluft erfolgte in einigen Metern Entfernung von der Meßstelle und zur Kontrolle teilweise auch im Düsenkasten an der im Bild 5.1 mit TES bezeichneten Stelle. Die Luftgeschwindigkeit am Düsenaustritt konnte sowohl bei Einzel- als auch bei Mehrdüsenanordnungen bis gegen 100–120 m/s im oberen Geschwindigkeitsbereich stufenlos durch den regelbaren Antrieb des Gebläses variiert werden. Für die kleineren Luftgeschwindigkeiten (unterhalb $w_D \approx 40$ m/s) mußten am Eingangsstutzen des Gebläses Blenden mit verschiedenen großen Öffnungen eingesetzt werden. Die Geschwindigkeitsprofile in freien Strahlen sowie in den Grenzschichten auf der Platte wurden je nach den Erfordernissen mit Staudruckrohren bzw. mit Pitotrohren gemessen, die mitunter einen ausgesprochen kleinen Außendurchmesser von 0,35 mm hatten. Zur Messung der Drücke wurden verschiedene U-Rohrmanometer (0,1 mm WS Ablesegenauigkeit), Schrägrohrmanometer (Bild 5.1), sowie für kleine Drücke eine Druckmeßdose mit hoher Genauigkeit eingesetzt. Für jede Meßreihe wurde auch der Barometerstand vor und nach den Messungen abgelesen.

Für Turbulenzmessungen wurden verschiedene einachsige Hitzdrahtgeber benutzt. Sowohl Staudruck- bzw. Pitotrohre, als auch Hitzdrahtgeber konnten an einem Support, welcher sich in drei Richtungen bewegen ließ, erschütterungsfrei befestigt werden. Dabei war eine Ablesung des Weges mit einer Genauigkeit von 0,1 mm möglich.

Die Wärmeübergangsmessungen erfolgten nach dem im Bild 5.10 gezeigten Schema der gesamten Meßanordnung (vgl. auch Bild 5.1).

Da die auftretenden Spannungsunterschiede sehr gering sind, wurde die Spannung U am Ausgang des Anemometers mit Hilfe eines fünfstelligen Digitalvoltmeters getrennt gemessen. Weil die Ausgangsspannung alle Turbulenzeinflüsse auf den Wärmeübergang in Form von Meßwertschwankungen anzeigt, müssen diese für die Auswertung gemittelt werden. Das verwendete Digitalvoltmeter weist eine Maximum-Minimum-Anzeige auf, die für die Mittelwertbildung herangezogen wurde. Die Mittelwerte wurden bei punktuellen Messungen nach den im Abschnitt 5.3 abgeleiteten Beziehungen weiter verarbeitet. Sämtliche theoretischen Vergleichsberechnungen

nungen und Auswertungen der Meßergebnisse sowohl für die längs- als auch für die senkrecht angeströmte Platte, wurden unter Benutzung eines hierzu speziell entwickelten Rechenprogrammes, das auch Unterprogramme für das Kurvenzeichnen mit Hilfe eines Plotters enthielt, auf der Rechenanlage der Technischen Hochschule Darmstadt durchgeführt. Dieses Programm ermöglichte ferner die Berücksichtigung der verschiedenen Temperaturkorrekturen der Meßwerte, die durch Reibungswärme oder durch Schwankungen der Lufttemperatur während der Messungen notwendig werden.

Die punktweise Messung ist sehr zeitraubend, aber unumgänglich, wenn eine höhere Genauigkeit erwünscht ist. Um schneller messen zu können, wurde eine zweite Meßkette benutzt. Die Ausgangsspannung wurde dort mittels eines Funktionsverstärkers hoher Genauigkeit (max. $\pm 1\%$ v. E. einschließlich Offset, Verstärkungsfehler und Nichtlinearität; Frequenzgang, volle Aussteuerung 200 kHz)

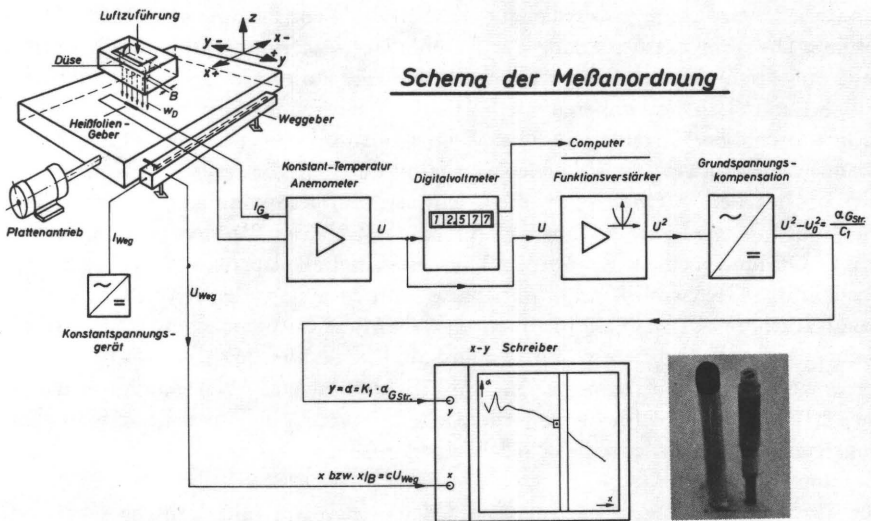


Bild 5.10: Schema der Meßanordnung.

quadriert, so daß ein dem Wärmeübergang proportionales Signal entsteht. Nach Abzug der ebenfalls quadrierten Grundspannung $U_{(U_\infty = 0)}$, die vor Beginn der Messungen bei ruhender Luft ermittelt wird, erhält man am y-Eingang des x-y-Schreibers die Größe α_{Gstr}/C_1 nach Gleichung 5.8 im Abschnitt 5.2.4. Die endgültige Einstellung des Eichfaktors K_1 erfolgt mit Hilfe eines im Schreiber eingebauten Verstärkers, so daß die effektiven Wärmeübergangszahlen aufgezeichnet werden. Über einen Weggeber wird eine Spannung U_{weg} zum x-Eingang des Schreibers geleitet, die dem Weg x der Platte bzw. des Gebers proportional ist. Mit Hilfe der eingebauten Verstärker des Schreibers sind Maßstabveränderungen in beiden Achsen möglich. Trotz der Trägheit des x-y-Schreibers sind in den Kurvenaufzeichnungen die örtlichen Turbulenzeinflüsse erkennbar, wie beispielsweise aus Bild 5.9 entnommen werden kann. Ein glatter Kurvenverlauf weist auf einen sehr geringen, ein stark

aufgerauhter hingegen auf einen großen Turbulenzgrad hin. Die vom x-y-Schreiber aufgezeichneten Bandbreiten entsprechen natürlich nicht den effektiven Schwankungen von α ; vielmehr zeigen sie den Turbulenzeinfluß nur qualitativ. Bedingt durch die Grenzfrequenz des Heißfoliengebers und durch seine Frequenzcharakteristik einerseits und infolge der Trägheit der beweglichen Massen des x-y-Schreibers (Grenzfrequenz etwa 1 Hz) andererseits, werden die Spannungsamplituden der höheren Frequenzen nur verzerrt aufgezeichnet. Daher können sie nicht quantitativ ausgewertet werden. Zur genauen Erfassung des Anteils der hochfrequenten Schwankungen, soweit sie unterhalb der Grenzfrequenz des Gebers liegen, ist natürlich ein trägheitslos arbeitendes Gerät, also ein Kathodenstrahl-Oszilloskop notwendig. Ein solches Gerät (vgl. Bild 5.1) wurde für diesen Zweck und außerdem für die richtige Einstellung des Gebers benötigt. Die endgültigen Wärmeübergangsmessungen nach der Eichung wurden mit einem DISA-Heißfoliengeber Typ 55 A 92 (vgl. Bild 5.3) durchgeführt, da dieser Geber hinsichtlich der Temperaturbelastbarkeit dem Geber nach Bild 5.2 überlegen war. Beim Geber nach Bild 5.2 konnte die Folientemperatur mit Rücksicht auf die Klebestelle der Heißfolie mit dem Folienträger nicht über $t_w = 80$ bis 100°C erhöht werden, während beim DISA-Geber Temperaturen bis 300°C zulässig sind. Höhere Gebertemperaturen sind hinsichtlich der Meßgenauigkeit wegen der adiabatischen Temperaturerhöhung durch Reibungswärme natürlich günstiger (vgl. hierzu Fußnote ¹⁾ im Abschnitt 5.2.4 auf Seite 34).

6. FREISTRAHLUNTERSUCHUNGEN VON SCHLITZDÜSEN

6.1. Allgemeines

Die Prallstrahltrockner für Druckmaschinen werden meistens mit Schlitzdüsen ausgerüstet. Daher wurden in der vorliegenden Arbeit hauptsächlich solche Düsen untersucht. Über den Zusammenhang zwischen der Düsenkonstruktion und der Strahl-turbulenz bei Schlitzdüsen wurde im Schrifttum bisher kaum berichtet. Metzger [83] z. B. führte einige Strahluntersuchungen für verschiedene Schlitzdüsenkonstruktionen aus, um die Veränderungen des Ausflußkoeffizienten festzustellen. In der vorliegenden Arbeit wurde im Zusammenhang mit dem Turbulenzeinfluß auf den Wärmeübergang der Frage der Düsenkonstruktion besondere Bedeutung beigemessen. Das Ziel war, turbulenzarme Düsenstrahlen zu erhalten, welche mit einer möglichst störungsfreien Luftzufuhr und durch eine geeignete Düsenkonstruktion erreicht werden sollten. Der aus der Düse austretende Strahl sollte dabei eine möglichst konstante und gleichmäßige Geschwindigkeit über dem Strahlquerschnitt aufweisen. Durch diese Maßnahmen ist auch eine große Kernlänge des Freistrahles zu erwarten. Als Kernlänge wird die Entfernung z'_0 vom Düsenaustritt auf der Strahlachse bezeichnet, bei der die Düsenaustrittsgeschwindigkeit w_D gerade noch erhalten bleibt, d. h. $w_D \approx w_{Str}$ ist.

Bild 6.1 zeigt eine schematische Darstellung des Strömungsvorganges in einem Düsenstrahl, die wegen guter Übersichtlichkeit von Schrader [53] übernommen wurde. Am Düsenaustritt entsteht zunächst ein Freistrah, der je nach der Düsenkonstruktion und der Luftzufuhr mehr oder weniger turbulent sein kann. Bleibt die angeströmte Fläche in einem Abstand Z vom Düsenaustritt, der viel größer ist als die Kernlänge z'_0 , so werden die Strömungsverhältnisse innerhalb der Kernlänge von der angeströmten Fläche nicht beeinflußt. Bei Plattenabständen Z , die kleiner als die Kernlänge z'_0 sind, sind die Strömungsverhältnisse zwischen dem Düsenaustritt und der angeströmten Platte verwickelter. Der Freistrah bleibt in jedem Fall bis zu einem bestimmten Grenzabstand z_g von der angeströmten Platte ungestört erhalten. Wird dieser Grenzabstand unterschritten, so geht der Freistrah in eine Staupunktströmung über. Dabei werden die einzelnen Stromfäden in die zur Wand parallele Richtung umgelenkt. Dieser Vorgang ist in einer bestimmten Entfernung x_g vom Staupunkt abgeschlossen, so daß von dort an die Luft nur noch parallel zur Oberfläche strömt. In diesem Gebiet ist die Strömung völlig anders geartet als die im Staugebiet herrschende Strömung. Mit Vergrößerung des Staupunktabstandes verringert sich in diesem Strömungsbereich die wandparallele Geschwindigkeitskomponente $w_{x_{max}}$. Der Zusammenhang zwischen $w_{x_{max}}$ und der Düsenaustrittsgeschwindigkeit w_D im Staugebiet sowie im Gebiet der verzögerten Strömung in Abhängigkeit vom Plattenabstand Z wurde von Schrader [53] für runde Prallstrahlen ausführlich untersucht. Der Höchstwert von $w_{x_{max}}$, der sich im Übergangsgebiet von

digkeit $w_{x\max}$ abhängig vom Plattenabstand Z ebenfalls kleiner werden. Andererseits ist für die Abnahme von $w_{x\max}$ auch die Strahlerturbulenz maßgebend. Allgemein kann gesagt werden, daß die wandparallele Geschwindigkeitskomponente $w_{x\max}$ um so mehr Bewegungsenergie zur Verfügung hat, je weniger Turbulenz der Strahl am Düsenaustritt aufweist. Aus diesen Betrachtungen geht hervor, daß die Turbulenzarmut am Düsenaustritt und kleinere Plattenabstände zu höheren $w_{x\max}$ -Werten führen, die wiederum den Wärme- bzw. Stoffübergang erhöhen. Daher ist die Frage der Düsenauslegung von großer Wichtigkeit.

6.2 Düsenkonstruktion

Die einfachste Ausführung einer Schlitzdüse ist durch zwei mehr oder weniger dicke Blechplatten möglich, die man am Austritt eines Düsenkastens – eventuell verschiebbar – so anschraubt, daß sie einen Schlitz bilden. Die verschiebbare Anordnung ermöglicht es, auf eine sehr einfache Weise verschiedene Düsenbreiten zu verwirklichen. Düsen von derart einfacher Konstruktion werden als Blenden bezeichnet. Die Kanten der Blechplatten im Strömungsquerschnitt können scharf oder etwas abgerundet sein. Der Freistrahle einer Blende ist in der Regel stark turbulent und erfüllt nicht die hier gestellten Bedingungen bezüglich der Turbulenzarmut des Strahles und einer möglichst großen Kernlänge. Bei VDI-Normdüsen z. B. sind die Strömungsverhältnisse diesbezüglich viel besser, können aber noch verbessert werden.

Da die hier gestellten Anforderungen von den bekannten Düsentypen nicht gut genug erfüllt werden, sollten neue Düsen entwickelt werden. Der Gedanke lag nahe, Profildüsen herzustellen, die für eine reibungsfreie Strömung bei adiabatischer Expansion (isentrop) berechnet werden, wobei längs der Düsenachse ein konstantes Druckgefälle zugrundegelegt wird. Insgesamt wurden auf diese Weise fünf verschiedene Einzeldüsen hergestellt, die bei gleicher Düsenaustrittslänge von $l = 100$ mm Düsenaustrittsbreiten von $B = 2, 5, 8, 10$ und 15 mm besaßen. Diese Profildüsen, die eine Höhe von 20 mm haben und für einen bündigen Einbau am Austritt des Düsenkastens gedacht sind, sollen als Düsentyp 1 bezeichnet werden. Eine weitere Profildüse mit einem langen Auslauf (Düsenhöhe 200 mm) und mit einer Breite von $B = 1,6$ mm soll dagegen die Bezeichnung Düsentyp 2 erhalten. Bild 6.2 zeigt die beiden Düsentypen. Alle Profildüsen wurden für eine maximale Düsenaustrittsgeschwindigkeit von $w_D = 118$ m/s ausgelegt und besaßen jeweils sowohl in x - als auch in y -Richtung gleiche Wandprofile. Die Wandprofile der fünf Düsen (Düsentyp 1) sind in Bild 6.3 dargestellt. Dabei ist auf der Abszisse die Profiltiefe k_h aufgetragen, die in jeder beliebigen Düsenhöhe über die Gleichung

$$F_h = (B + 2k_h)(l + 2k_h^*) \quad (6.1)$$

mit der Düsenquerschnittsfläche F_h in Beziehung steht. Wegen der Forderung nach Profilleichheit in zwei Richtungen (Fräserbedingung) ist $k_h = k_h^*$.

Es ergibt sich eine quadratische Gleichung für k_h , die leicht zu lösen ist. Die Wandprofile sind, wie man aus Bild 6.3 entnehmen kann, je nach der Düsenaustrittsbreite B sehr verschieden.

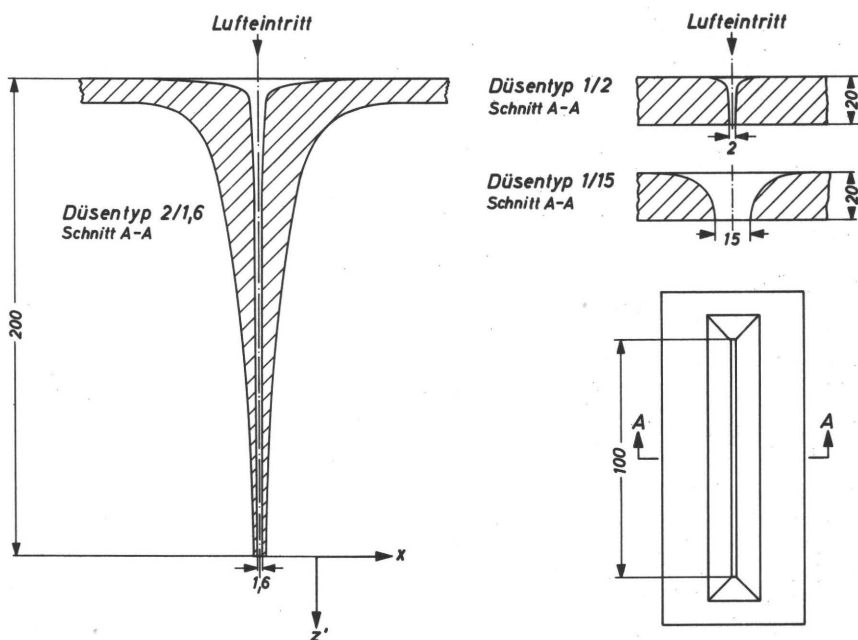


Bild 6.2: Düsenprofile. (Die seitlichen Abschlüsse der 100 mm langen Düsen zeigen jeweils das Schnitt A-A bildende Profil auf).

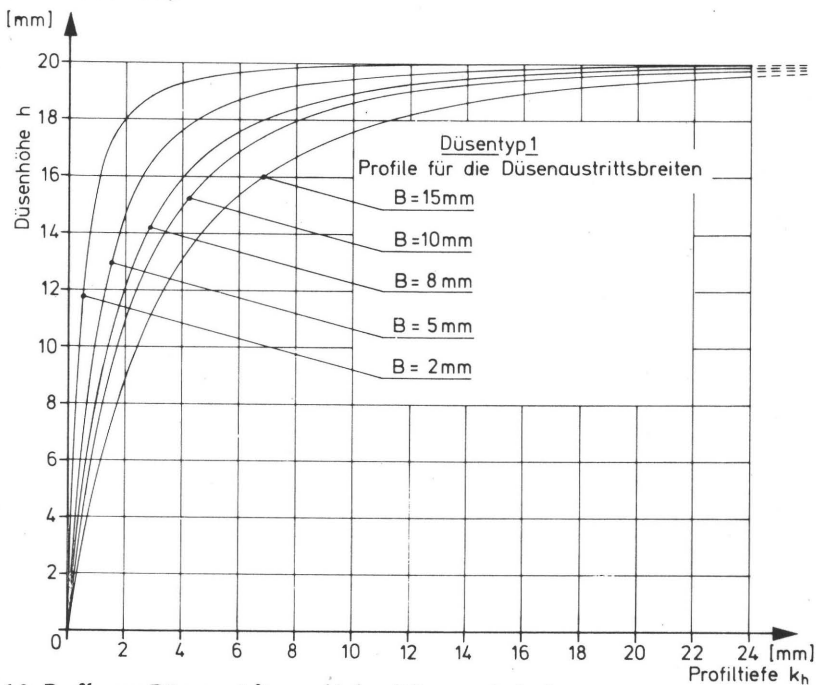


Bild 6.3: Profile vom Düsenty 1 für verschiedene Düsenaustrittsbreiten.

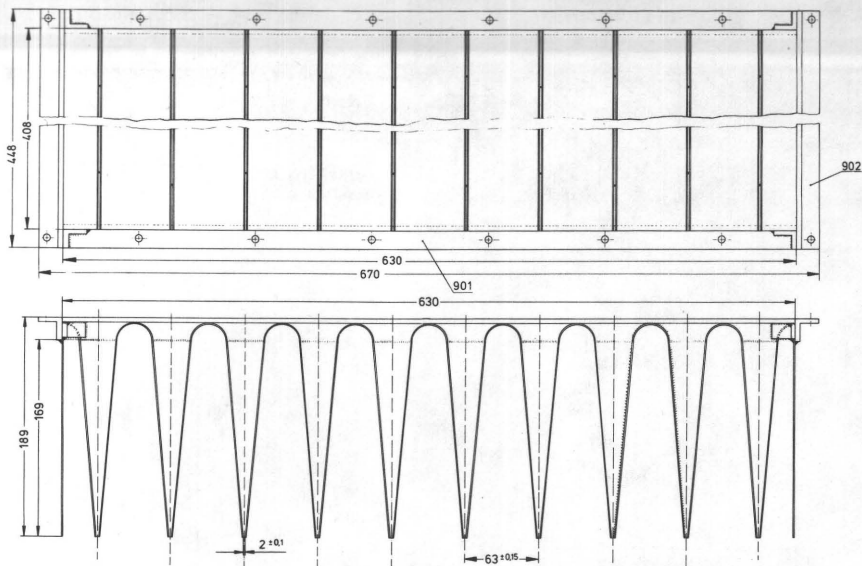


Bild 6.4: Mehrdüsenanordnung MD1.

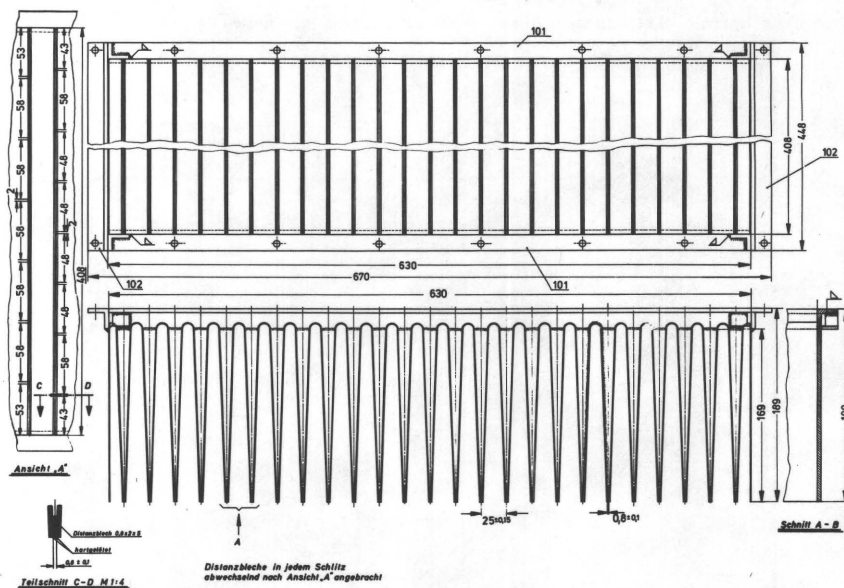


Bild 6.5: Mehrdüsenanordnung MD2.

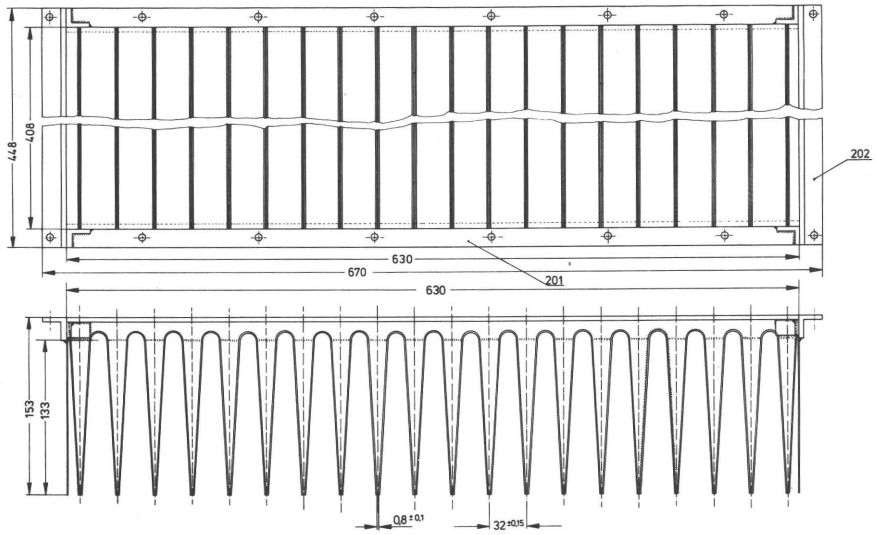


Bild 6.6: Mehrdüsenanordnung MD3.

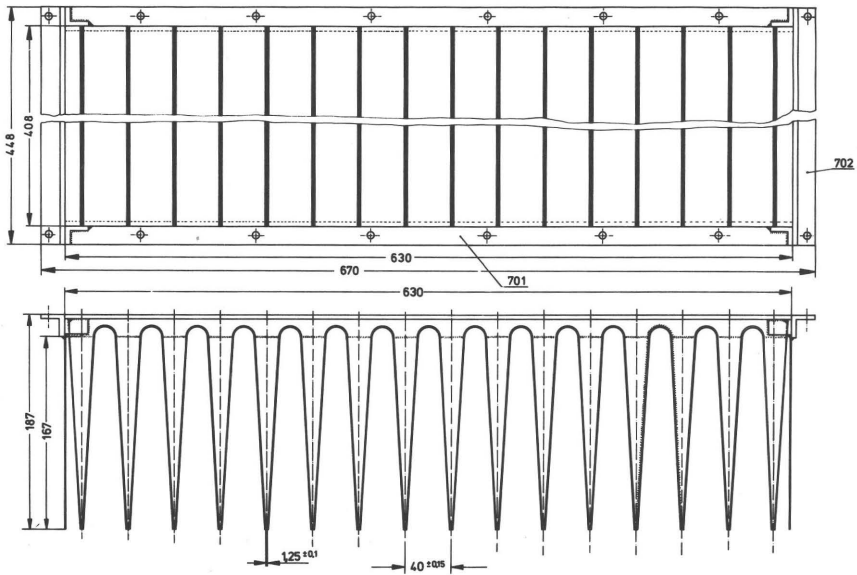


Bild 6.7: Mehrdüsenanordnung MD4.

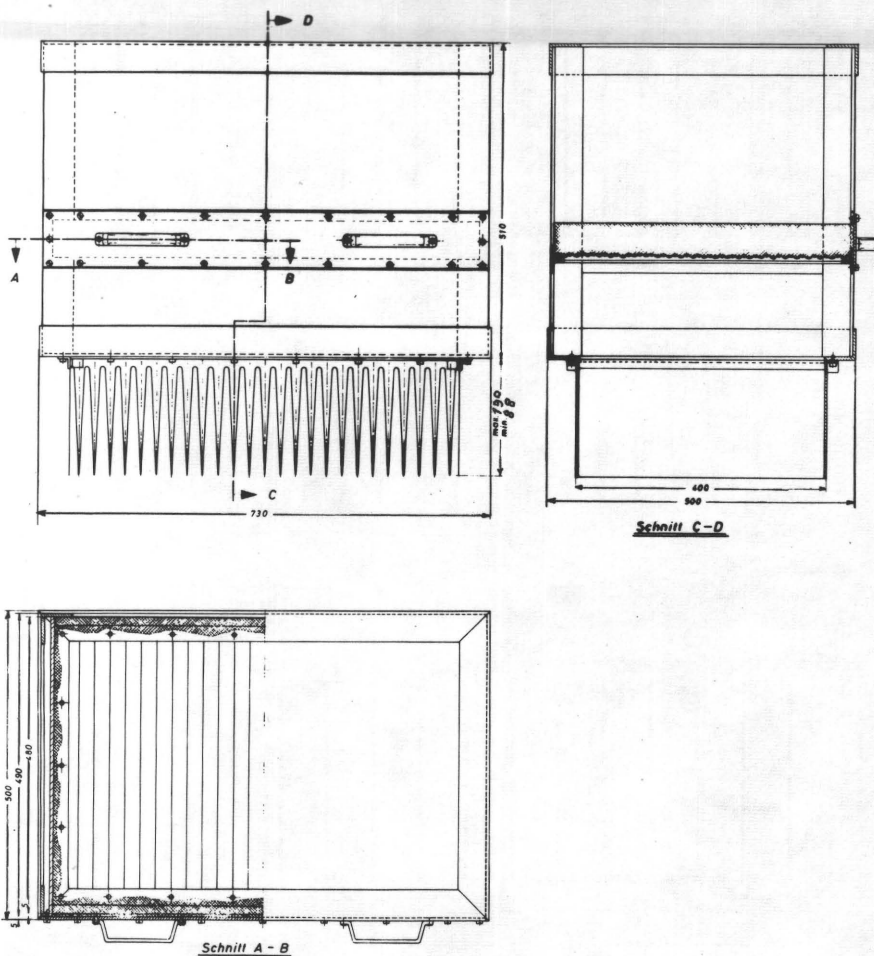


Bild 6.8: Düsenkasten mit Mehrdüsenanordnung MD2.

MD1	MD2	MD3	MD4
$B = 2 \text{ mm}$	$B = 0,8 \text{ mm}$	$B = 0,8 \text{ mm}$	$B = 1,25 \text{ mm}$
$j = 63 \text{ mm}$	$j = 25 \text{ mm}$	$j = 32 \text{ mm}$	$j = 40 \text{ mm}$
$j/B = 31,50$	$j/B = 31,25$	$j/B = 40,00$	$j/B = 32$
$i = 10$	$i = 25$	$i = 20$	$i = 16$
$B_g = 20 \text{ mm}$	$B_g = 20 \text{ mm}$	$B_g = 16 \text{ mm}$	$B_g = 20 \text{ mm}$

Tabelle 3: Geometrische Abmessungen der Mehrdüsenanordnung MD1, MD2, MD3 und MD4.

Die Herstellung von solchen Wandprofilen ist aufwendig (Profilfräsen). Als Material wurde Plexiglas verwendet. Die Profiloberfläche wurde nach dem Fräsen vorsichtig geglättet, wobei die Austrittskanten scharf belassen wurden. Die vier Wände einer Düse wurden aus einem fertig bearbeiteten Profilwandstück herausgeschnitten, so daß die Gleichheit der Wandprofile der jeweiligen Düse sehr gut gewährleistet war. Bei Mehrdüsenanordnungen wurde eine derart aufwendige Düsenherstellung nicht vorgenommen. Die Untersuchungen sollten mit den in der Praxis durchaus vorkommenden Mehrdüsenanordnungen, ähnlich wie z. B. bei Gardner-Trockner [19], [22], [23], [32] durchgeführt werden. Zu diesem Zweck wurden aus Blech und Profileisen vier verschiedene Düsenböden von einfacher Konstruktion hergestellt, die im folgenden die Bezeichnung »Mehrdüsenanordnung MD1, MD2, MD3 und MD4« tragen. Die Konstruktionszeichnungen der jeweiligen Mehrdüsenanordnung sind in den Bildern 6.4 bis 6.7 zu finden. Die äußeren Abmessungen der Düsenböden wurden so gehalten, daß sie einfach am Düsenkasten (Bild 6.8; vgl. auch 5.1) angeschraubt werden konnten. Die Abluft zwischen den Düsen strömt dabei in Schlitzrichtung nach beiden Seiten frei ab. Da eine mittlere Abströmgeschwindigkeit von ca. 6 m/s für alle Mehrdüsenanordnungen zugrundegelegt wurde, ergeben sich unterschiedliche Düsenhöhen. Einzelheiten über die wichtigsten geometrischen Abmessungen sind aus Tabelle 3 zu entnehmen. Darin bedeutet j die Düsenteilung. Es gilt auch hier wegen der Symmetrie des ebenen Strahles $j = 2x$, mit x = Staupunktabstand. Damit hat j sowohl für Einzeldüsen als auch für Mehrdüsenanordnungen die gleiche Bedeutung. Die Anzahl der Düsen ist i . Die Trocknerlänge beträgt $L = i \times j$, liegt also zwischen 625 und 640 mm. Die Größe B_g ist die Summe der Schlitzbreiten, also $B_g = i \times B$. Die Schlitzlänge beträgt in jedem Falle $l = 400$ mm.

6.3 Geschwindigkeits- und Turbulenzmessungen

Im Abschnitt 6.1 wurde darauf hingewiesen, daß der Wärme- und Stoffübergang bei Prallstrahlen weitgehend von den Geschwindigkeits- und Turbulenzverhältnissen im Freistrahle vorbestimmt wird und daß beide Größen wiederum durch die Art der Luftzufuhr und durch die Düsenkonstruktion zu beeinflussen sind. Um den Einfluß der Düsenkonstruktion auf den Verlauf der Geschwindigkeit längst der Strahlachse besser zu verstehen, wurden zuerst einfache Düsenanordnungen untersucht.

Die Messung der Strömungsgeschwindigkeit w_{Str} in der Strahlachse einer einfachen Schlitzblende, die z. B. mit zwei scharfkantigen Blechplatten (20 mm stark) gebildet wurde, lieferte die im Bild 6.9 dargestellten Ergebnisse [107].

Man sieht, daß die bezogene Kernlänge etwa bei einem Wert von $z'_0/B \approx 2$ liegt. Wenn man bedenkt, daß die VDI-Normdüsen in der Regel bezogene Kernlängen von $z'_0/B = 4$ bis 5 aufweisen, ist dieser Wert, bedingt durch die einfache Düsenkonstruktion, ausgesprochen niedrig.

Der bereits am Düsenaustritt stark turbulente Düsenstrahl erleidet nach Überschreiten der bezogenen Kernlänge, also für z'/B -Werte über 2 bis 2,5, einen starken Geschwindigkeitsabfall, weil sich die turbulente Vermischung mit der ruhenden Luft stark bis in die Strahlenmitte auswirkt. Ferner ist festzustellen, daß die Erhöhung der Düsenaustrittsgeschwindigkeit eine Verkürzung der Kernlänge bewirkt. Deshalb liegen die w_{Str}/w_D -Werte bei gleichen z'/B -Abständen nach Überschreiten der bezo-

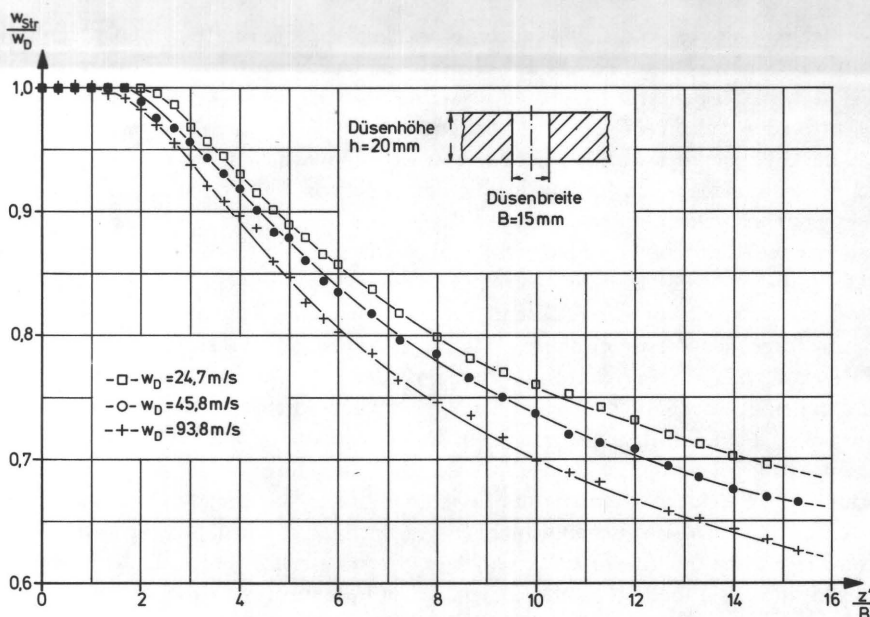


Bild 6.9: Änderung der Strahlgeschwindigkeit w_{str} längs der Strahlachse einer einfachen Schlitzblende.

genen Kernlänge um so niedriger, je höher die Düsenaustrittsgeschwindigkeit ist. Gleiche Ergebnisse lieferten Messungen bei kleineren Düsenhöhen [107].

Eine Vergrößerung der bezogenen Kernlänge auf einen Wert von $z'_0/B = 4,5$ wurde erst bei einer in der Praxis oft vorkommenden Düsenkonstruktion erzielt, bei der die Schlitzdüse aus zwei in einem bestimmten Winkel zueinander stehenden, geradlinigen Blechstücken bestand [107]. Solche Düsen erzeugen durch ihre Verjüngung in Strömungsrichtung eine beschleunigte und damit mit weniger Druckverlusten behaftete Düsenströmung. Sie sind demnach einfachen Schlitzblenden auf jeden Fall vorzuziehen.

Größere Kernlängen als bei VDI-Normdüsen wurden bei den nach Bild 6.2 und 6.3 hergestellten Profildüsen erhalten. Die freie Strahlausbreitung einer Profildüse wurde als Beispiel für Düsentyp 1/15 (Düsenbreite $B = 15 \text{ mm}$) bei einer konstanten Düsenaustrittsgeschwindigkeit von $w_D = 48 \text{ m/s}$ in Bild 6.10 räumlich aufgezeichnet. Die Geschwindigkeitsprofile wurden mit einem Pitotrohr von $0,8 \text{ mm}$ Durchmesser gemessen¹⁾.

Dieses Bild zeigt, daß die Geschwindigkeitsprofile unmittelbar am Düsenaustritt sowohl in x - als auch in y -Richtung bis zu den Rändern sehr gleichmäßig sind. Der Koordinatenanfang, d. h. $x = y = z' = 0$, liegt dabei in der Mitte des Düsenaustritts. Bei einem verhältnismäßig großen Abstand von z . B. $z' = 100 \text{ mm}$ sind die in x -Richtung gemessenen Geschwindigkeitsprofile für einen Bereich von $y = \pm 20 \text{ mm}$ weiterhin symmetrisch und die Strahlgeschwindigkeit w_{str} hat den gleichen Wert wie die Düsenaustrittsgeschwindigkeit w_D . Erst ab einem Abstand von $z' = z'_0 = 120 \text{ mm}$

¹⁾ Diese Messungen wurden im Rahmen einer Studienarbeit von Herrn Dipl.-Ing. D. Scharnewski durchgeführt.

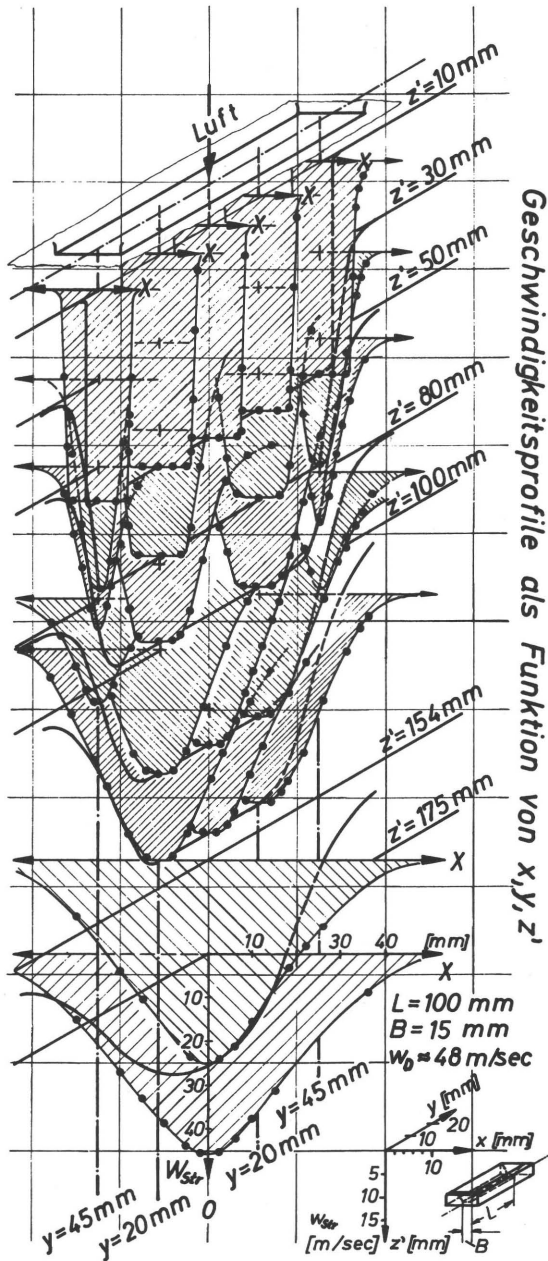


Bild 6.10: Räumliche Darstellung der Geschwindigkeitsprofile einer Profildüse (Düsentyp 1/15).

(Kernlänge) wird, wie die Messungen zeigten, w_{Str} kleiner als w_D . Die Abnahme von w_{Str} ist aber zunächst verhältnismäßig schwach. Beispielsweise ist aus dem Geschwindigkeitsprofil für $z' = 175$ mm und $y = 0$ zu entnehmen, daß die Strahlgeschwindigkeit $w_{Str} \approx 46$ m/s beträgt und damit beim beträchtlichen Abstand von ungefähr dem 12fachen der Düsenbreite ($z'/B = 11,7$) nur ein wenig kleiner als die Düsenaustrittsgeschwindigkeit mit $w_D = 48$ m/s ist.

Bild 6.11 zeigt die Abhängigkeit der Geschwindigkeit w_{Str} in der Strahlachse mit dem Abstand z' vom Düsenaustritt bei verschiedenen Düsenaustrittsgeschwindigkeiten w_D für die gleiche Düse wie in Bild 6.10. Aus diesen Meßergebnissen sieht man eindeutig, daß die bezogene Kernlänge etwa bei $z'_0/B = 8$ liegt. Sie ist erheblich größer als die in Bild 6.9 gezeigte Kernlänge einer einfachen Schlitzblende und noch dazu fast doppelt so groß wie die Kernlänge einer VDI-Normdüse. Im Gegensatz zu dem in Bild 6.9 festgestellten Befund bewirkt die Erhöhung der Düsenaustrittsgeschwindigkeit für $z'/B \gtrsim 8$ eine Vergrößerung des Geschwindigkeitsverhältnisses w_{Str}/w_D bei gleichen z'/B -Werten.

Die hier als Beispiel für Düsentyp 1/15 mitgeteilten Messungen der Geschwindigkeitsprofile sowie der Kernlängen wurden für alle Profildüsen durchgeführt. Die Geschwindigkeitsprofile waren bei allen Profildüsen sehr gleichmäßig. Die bezogenen Kernlängen (z'_0/B) lagen zwischen 5 bis 8. Aus Bild 6.12 ist als ein weiteres Beispiel die bezogene Kernlänge vom Düsentyp 2/1,6 mit $z'_0/B = 7,5$ zu entnehmen.

Besondere Bedeutung kommt im Rahmen der vorliegenden Arbeit der Turbulenz des ebenen Freistrahls zu. Die bisher bekanntgewordenen Turbulenzuntersuchungen in runden bzw. ebenen Freistrahlen wurden zum größten Teil bereits in Abschnitt 4 erwähnt.

Darunter ist die Untersuchung von Sato [101] über die Stabilität von einzelnen ebenen Düsenstrahlen besonders hervorzuheben. Speziell mit ebenen Freistrahlen beschäftigen sich ferner im Zusammenhang mit der Turbulenz beispielsweise Gardon und Akfirat [79], van der Hegge Zijnen [98] und im Zusammenhang mit der statischen Druckverteilung und teilweise mit der Turbulenz im Einzel- und Doppel-Freistrahle Miller und Comings [99], [100].

Eigene Untersuchungen der Freistrahlturbulenz erstreckten sich auf alle Düsen, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit für Wärmeübergangsmessungen eingesetzt wurden. Im folgenden soll anhand von einigen ausgewählten Meßergebnissen für Einzeldüsen sowie für Mehrdüsenanordnungen die Verteilung der Turbulenz im Freistrahle zusammen mit den dazugehörigen Geschwindigkeitsprofilen diskutiert werden.

Zunächst mögen einige Begriffe der Turbulenz und die Turbulenzmessung selbst näher erläutert werden.

Der Turbulenzgrad ist folgendermaßen definiert [147]:

$$Tu = \sqrt{\frac{1}{3} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})} / U_\infty$$

Darin bedeutet U_∞ die Geschwindigkeit der Grundströmung und $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$, $\overline{w'^2}$ den zeitlichen Mittelwert für die drei Komponenten der turbulenten Schwankungsgeschwindigkeit.

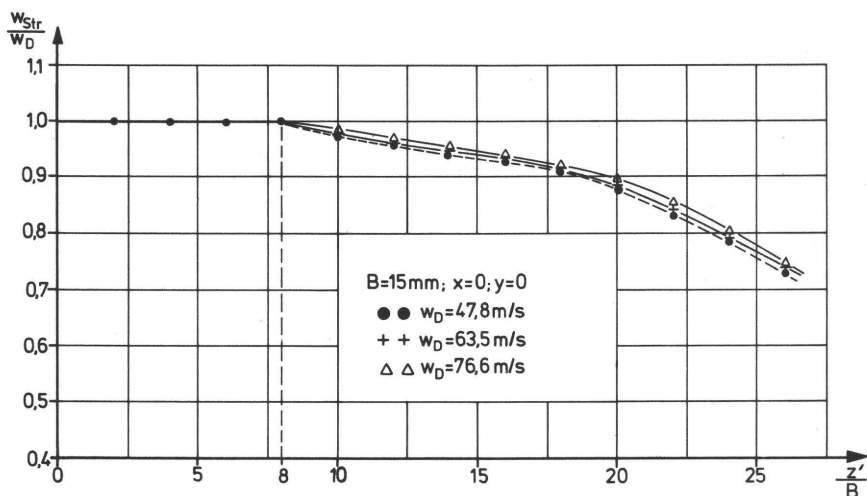


Bild 6.11: Änderung der Strahlgeschwindigkeit w_{Str} längs der Strahlachse des Düsentyps 1/15 bei verschiedenen Düsenaustrittsgeschwindigkeiten.

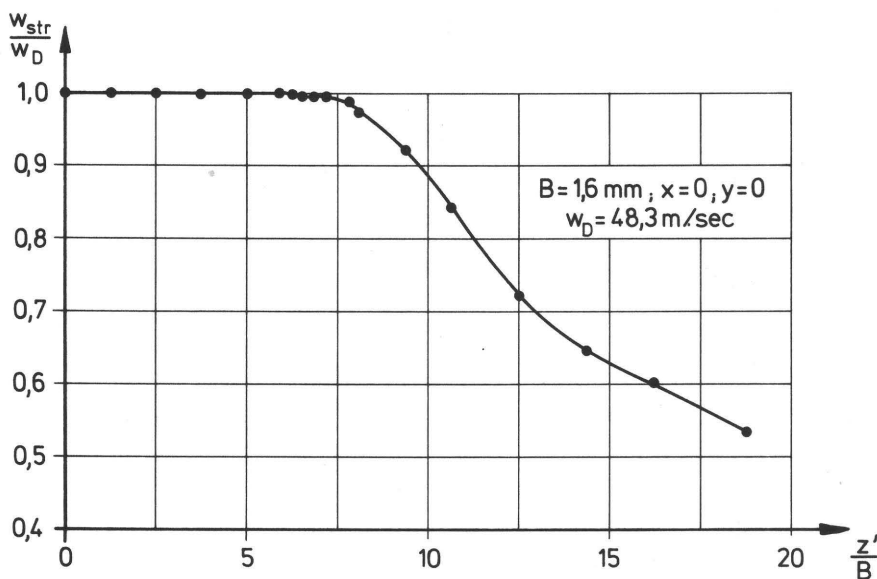


Bild 6.12: Änderung der Strahlgeschwindigkeit w_{Str} längs der Strahlachse des Düsentyps 2/1,6.

In einer Windkanalströmung, aber auch in Düsenströmungen, zumindest innerhalb des Strahlkerns – Corssin [96], Laurence [97] – ist im allgemeinen sog. isotrope Turbulenz vorhanden, d. h. eine turbulente Strömung, für welche die mittlere Geschwindigkeitsschwankung in allen drei Koordinatenrichtungen gleich ist $\overline{u'^2} = \overline{v'^2} = \overline{w'^2}$.

In diesem Fall kann man die Längsschwankung u' allein als maßgeblich für den Turbulenzgrad ansehen. Somit findet man im Schrifttum über die Düsenstrahlen Turbulenzgrade, die auf verschiedene Grundströmungsgeschwindigkeiten bezogen sind, wie beispielsweise

$$Tu = \sqrt{u'^2} / w_{Str} ; Tu^* = \sqrt{u'^2} / w_D \text{ oder } Tu_S = \sqrt{u'^2} / w_S$$

Darin bedeutet w_{Str} die örtliche Geschwindigkeit in der Strahlachse z' , w_D die Düsenaustrittsgeschwindigkeit und w_S die örtliche Geschwindigkeit im Freistrah im Achsabstand x .

Die Turbulenz wurde mit verschiedenen Hitzdrahtgebern der Firma DISA (meistens Typ 55 A 36) in Verbindung mit dem DISA-Anemometer gemessen.

Vor der jeweiligen Meßreihe wurde der Hitzdrahtgeber mittels eines Prandtl-Rohres im Freistrah am Düsenaustritt für die Geschwindigkeitsmessungen geeicht. Bei diesen Eichungen stellten sich die bei Hitzdrahttechnik üblichen Eichgeraden nach dem Kingschen Gesetz, d. h. die quadrierte Ausgangsspannung des Anemometers war in einem großen Geschwindigkeitsbereich von etwa 15 m/s bis 90 m/s proportional dem Quadratwurzelwert der Luftgeschwindigkeit. Da die Messungen in einer großen Zeitspanne erfolgten und einige Hitzdrahtgeber im Laufe der Zeit beschädigt wurden, existieren mehrere Eichkurven. Aus diesem Grund wird auf eine Wiedergabe

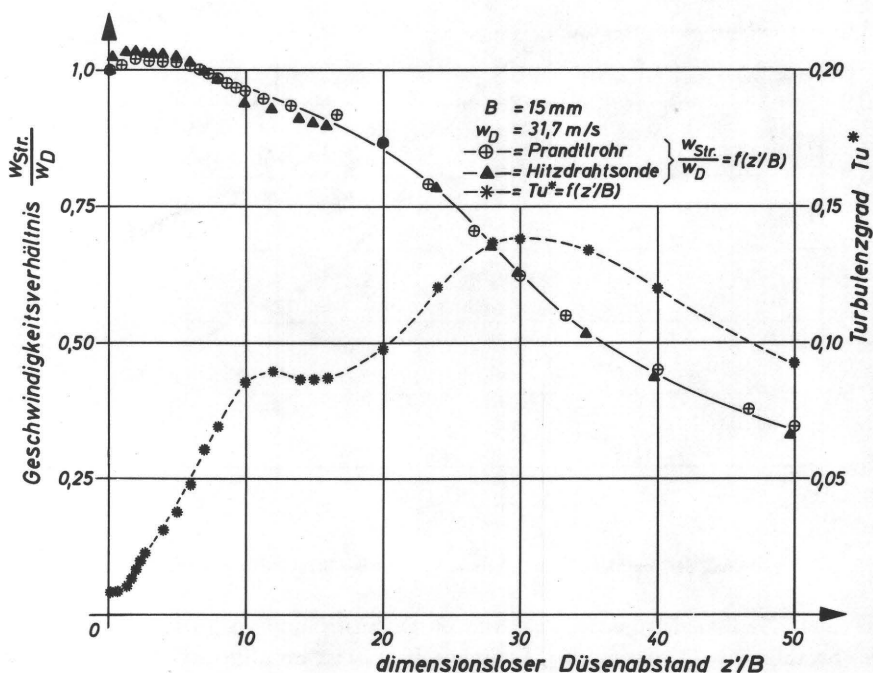


Bild 6.13: Turbulenzgrad Tu^* und Strahlgeschwindigkeit w_{Str} in der Strahlachse über den Düsenabstand z' für den Düsentyp 1/15 bei $w_D = 31,7 \text{ m/s}$.

der Eichkurven von Hitzdrahtgebern verzichtet, zumal eine solche Eichung für übliche Zwecke keine Besonderheiten aufweist. Die Reproduzierbarkeit der Geschwindigkeits- und Turbulenzmessungen in einem Geschwindigkeitsbereich von 15 bis 60 m/s kann mit $\pm 5\%$ und in einem Bereich von 5 bis 100 m/s mit $\pm 10\%$ angegeben werden. Bessere Genauigkeiten von der üblichen Hitzdrahttechnik und insbesondere, wie Sato [101] ausführt, bei den Messungen in freien Düsenstrahlen wegen Unstabilitäten im Freistrahls sind sowieso nicht zu erwarten.

Wie Corrsin [96] durch Turbulenzmessungen mit Hitzdrahtgebern gezeigt hat, spielt im Zusammenhang mit der Genauigkeit die Größe der Turbulenzschwankungen eine Rolle. Eine sehr gute Genauigkeit ist bis zu einem Turbulenzgrad von etwa 50% gegeben. Bei noch größeren Turbulenzgraden müssen diese korrigiert werden. Ähnliche Ergebnisse wurden auch von van der Hegge Zijnen [98] mitgeteilt. Da bei eigenen Messungen Werte über $Tu_S = 50\%$ nur sehr selten vorlagen, wurden keine Kontrollmessungen zum Zwecke einer etwaigen Korrektur des Turbulenzgrades vorgenommen.

Wendet man sich nun den Meßergebnissen zu, so sieht man beispielsweise für den Düsentyp 1/15 aus Bild 6.13 den Verlauf des Turbulenzgrades Tu^* und den Verlauf des Geschwindigkeitsverhältnisses w_{Str}/w_D längs der Strahlachse, wobei die Geschwindigkeit sowohl mit dem Hitzdrahtgeber als auch mit einem Staudruckrohr von 1,2 mm Durchmesser gemessen wurde. Die Übereinstimmung zwischen den beiden Messungen ist gut, so daß eine einwandfreie Messung mit dem Hitzdrahtgeber gewährleistet war. Es fällt auf, daß nach kurzer Entfernung vom Düsenaustritt eine leichte Geschwindigkeitszunahme erfolgt. Im Gegensatz dazu war für die gleiche Düse bei Messungen mit einem Pitotrohr (vgl. Bild 6.11) kein solcher Geschwindigkeitsanstieg festzustellen. Dieser Umstand bedarf hier einer Erklärung: Der zuerst durch Hitzdrahtmessungen festgestellte Geschwindigkeitsanstieg wiederholte sich, wie man in Bild 6.13 sieht, auch bei den Messungen mit dem Staudruckrohr¹⁾. Die Geschwindigkeitsmessungen in Freistrahlen erfolgten zu Beginn der Untersuchungen wegen kleiner Breiten einiger Düsen mit einem Pitotrohr, weil ein Staudruckrohr nach Prandtl mit ausgesprochen kleinem Durchmesser noch nicht zur Verfügung stand. Solange der statische Druck im Freistrahls dem Umgebungsdruck ungefähr gleich ist, was für viele Fälle im Schrifttum nachgewiesen wurde, kann man Pitotrohre ohne Bedenken zur Geschwindigkeitsmessung heranziehen. Eine leichte Abweichung des statischen Druckes im Freistrahls vom Umgebungsdruck war offensichtlich für den Düsentyp 1/15 vorhanden, die erst durch Hitzdraht- oder Staudruckmessungen festgestellt wurde.

Verfolgt man nun den Verlauf des Turbulenzgrades Tu^* über z'/B , so stellt man fest, daß Tu^* bis zu einem Wert von $z'/B \approx 30$ einen nicht monotonen Anstieg aufweist und nach Erreichen des Maximums bei $z'/B \approx 30$ monoton abfällt. Dabei ist der Turbulenzgrad in zwei Bereichen, nämlich von $z'/B = 0$ bis 1 und von $z'/B = 10$ bis 16 fast unabhängig vom Düsenabstand. Erhöht man die Düsenaustrittsgeschwindigkeit, so ändert sich der Verlauf des Turbulenzgrades eigentlich nur im Bereich

¹⁾ Ein solcher Geschwindigkeitsanstieg wurde bei Wille [102] für eine sog. Wirbelfadendüse angegeben, die eine Wand hat, welche mit einer ausgewählten Stromfläche eines toroidalen Potentialwirbels identisch ist. Dieses Wandprofil hat im übrigen große Ähnlichkeit mit dem Wandprofil des Düsentyps 1/15.

von $z'/B = 10$ bis 16, wie man aus Bild 6.14 für eine mittlere – und aus Bild 6.15 für eine höhere Düsenaustrittsgeschwindigkeit entnehmen kann. Es fällt auf, daß mit der Erhöhung der Düsenaustrittsgeschwindigkeit bei höheren w_D -Werten (vgl. Bild 6.14 und 6.15) der Turbulenzgrad in der Strahlachse fast im ganzen z'/B -Bereich abnimmt. Ein solches Ergebnis wurde beispielsweise von Laurence [97], ferner auch von Ebrahimi [105] bei runden Freistrahlen ebenfalls erhalten. Im Bereich $z'/B = 0$ bis 1 bleibt der Turbulenzgrad sehr niedrig ($Tu^* = 0,5$ bis $0,7\%$) und nimmt mit der Erhöhung der w_D ein wenig ab.

Bei allen Profildüsen (Typ 1 und 2) stellten sich niedrige Turbulenzgrade sowohl am Düsenaustritt als auch längs der Strahlachse ein. In Bild 6.16 sind die Geschwindigkeitsverhältnisse und die Turbulenzgrade längs der Strahlachse zwei der bereits besprochenen Profildüsen (Düsentyp 1/15 und 2/1,6) zum Vergleich gebracht mit den Messungen an verschiedenen Schlitzdüsen von Gardon und Akfirat [78].

Aus diesem Vergleich geht hervor, daß die in der vorliegenden Arbeit eingesetzten Schlitzdüsen mit größeren Kernlängen und mit ausgesprochen niedrigen Turbulenzgraden längs der Strahlachse sich erheblich von den Schlitzdüsen unterscheiden, die von Gardon und Akfirat [78], [79] eingesetzt wurden.

Während z. B. bei einem Düsenabstand von 8facher Düsenbreite ($z'/B = 8$) die Schlitzdüsen von Gardon und Akfirat einen Turbulenzgrad $Tu^* \approx 30\%$ aufweisen, liegen die Turbulenzgrade der in der vorliegenden Arbeit verwendeten Schlitzdüsen

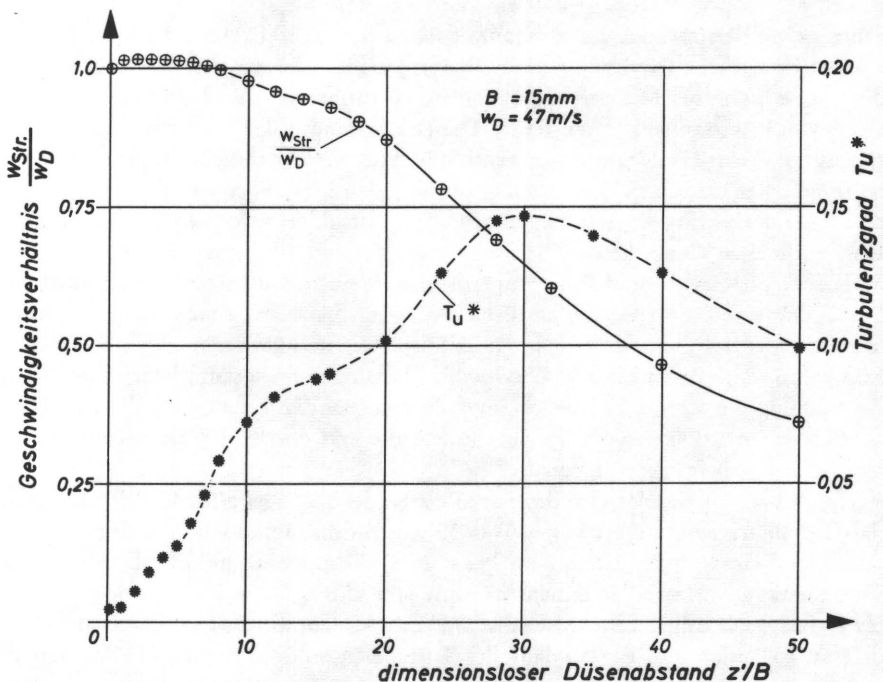


Bild 6.14: Turbulenzgrad Tu^* und Strahlgeschwindigkeit w_{Str} in der Strahlachse über den Düsenabstand z' für den Düsentyp 1/15, Düsenaustrittsgeschwindigkeit $w_D = 47 \text{ m/s}$.

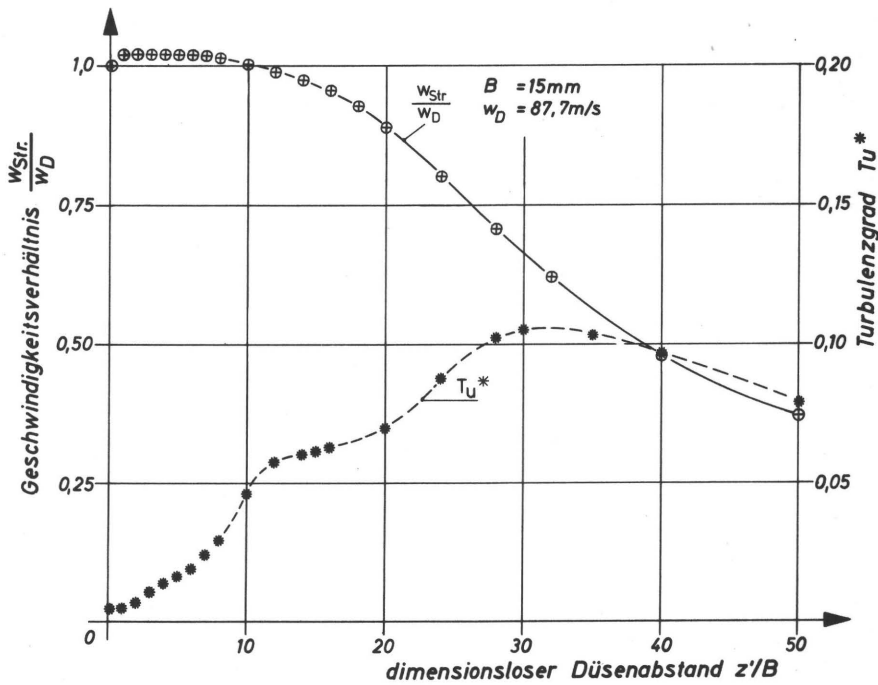


Bild 6.15: Turbulenzgrad Tu^* und Strahlgeschwindigkeit w_{Str} in der Strahlachse über den Düsenabstand z' für den Düsentyp 1/15, Düsenaustrittsgeschwindigkeit $w_D = 87,7 \text{ m/s}$.

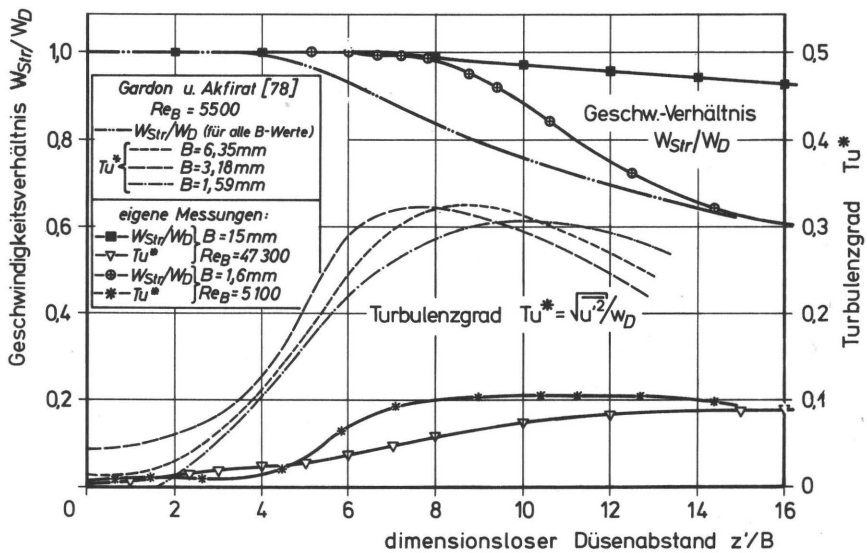


Bild 6.16: Änderung der Strahlgeschwindigkeit w_{Str} und des Turbulenzgrades Tu^* entlang der Strahlachse für verschiedene Schlitzdüsen.

um oder unter 10%. Am Düsenaustritt sind die Verhältnisse ähnlich. Den Turbulenzgraden von $Tu^* = 0,3$ bis $0,7$ bei eigenen Messungen stehen im Durchschnitt $Tu^* = 2,5\%$ nach den Messungen von Gardon und Akfirat [78] gegenüber. In [78] wurde – um den Einfluß der Turbulenz auf den örtlichen Wärmeübergang zu zeigen – mit Hilfe von Turbulenzerzeugern in der Düse der ursprüngliche Turbulenzgrad am Düsenaustritt von $Tu^* = 2,5\%$ auf 6% bzw. 18% erhöht, wobei jeweils die dazugehörigen örtlichen Wärmeübergangszahlen ebenfalls gemessen wurden. Ähnliche Versuche wurden auch hier durchgeführt. Über die Wärmeübergangsverläufe bei natürlicher und künstlich erhöhter Turbulenz in [78] und hier wird später ausführlich berichtet. Der Verlauf des Turbulenzgrades längs der Strahlachse einer Schlitzdüse mit einer Düsenbreite von $B = 8$ mm (Düsenty 1/8) bei normaler Turbulenz (Kurven 1a* und 1b*) und künstlich erhöhter Turbulenz (Kurven 2a* und 2b*) für zwei verschiedene Düsenaustrittsgeschwindigkeiten ist aus Bild 6.17 zu ersehen [112].

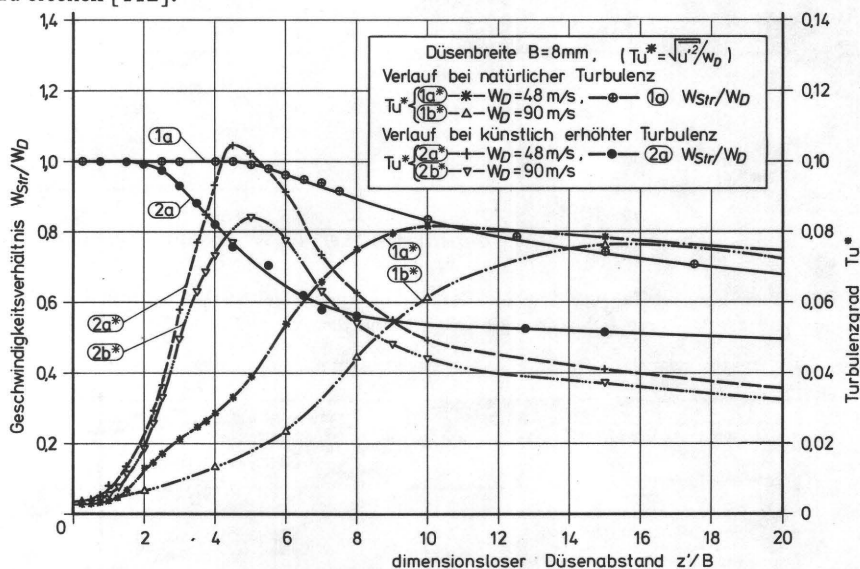


Bild 6.17: Änderung der Strahlgeschwindigkeit w_{str} und des Turbulenzgrades Tu^* entlang der Strahlachse bei natürlicher und künstlich erhöhter Turbulenz für eine Schlitzdüse mit $B = 8$ mm (Düsenty 1/8).

Durch den Einbau eines Maschennetzes direkt am Düsenaustritt veränderte sich der Verlauf des Turbulenzgrades längs der Strahlachse gegenüber dem ungestörten Verlauf erheblich. Beispielsweise betrug für $z'/B = 4$ und $w_D = 48$ m/s nach Bild 6.17 $Tu^* = 2,85\%$ bei natürlicher Turbulenz und $Tu^* = 9,3\%$ bei künstlich erhöhter Turbulenz.

Ein Vergleich zwischen den Kurvenverläufen der Turbulenz für zwei verschiedene Düsenaustrittsgeschwindigkeiten zeigt ferner, daß mit zunehmender Geschwindigkeit der Turbulenzgrad abnimmt. Dieser Befund war bereits anhand der Bilder 6.14 und 6.15 für den Düsenty 1/15 ausführlich besprochen.

Der Vergleich zwischen den Geschwindigkeitsverhältnissen für die natürliche (Kurve 1a) und für die künstlich erhöhte Turbulenz (Kurve 2a) zeigt, daß bei künstlich erhöhter Turbulenz die Kernlänge erheblich kürzer und der Abfall der Strahlgeschwindigkeit unmittelbar nach Überschreiten der Kernlänge steiler ist. Bisher wurde der Verlauf des Turbulenzgrades längs der Strahlachse diskutiert. Wichtig ist auch die Querverteilung der Turbulenz im Freistrahls bei verschiedenen Düsenabständen. In den Bildern 6.18 bis 6.20, die für Düsentyp 1/15 jeweils für verschiedene Düsenabstände gelten, ist der Verlauf von Tu^* bzw. Tu_S über den Achsabstand x/B aufgetragen. Unmittelbar am Düsenaustritt (mit $z' = 1,2$ mm, Bild 6.18) ist fast bis zur Düsenkante ($x/B = \pm 0,5$) der Verlauf des Turbulenz-

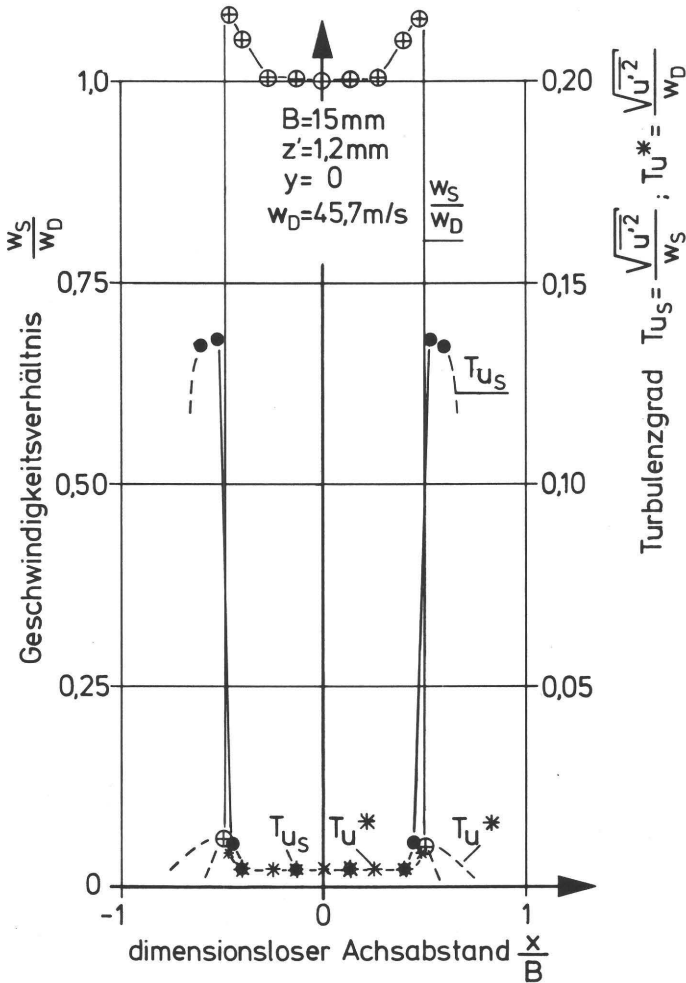


Bild 6.18: Turbulenzgrade Tu^* bzw. Tu_S und das Geschwindigkeitsverhältnis w_S/w_D über den dimensionslosen Achsabstand x/B für Düsentyp 1/15 in der Nähe vom Düsenaustritt ($z' = 1,2$ mm).

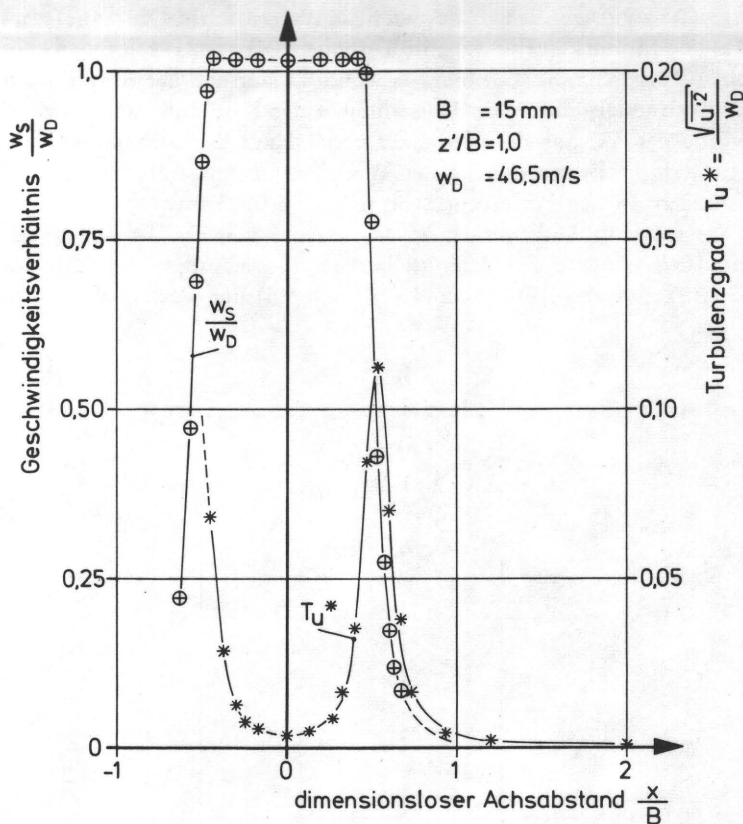


Bild 6.19: Turbulenzgrad Tu^* und das Geschwindigkeitsverhältnis w_s/w_D über den dimensionslosen Achsabstand x/B für Düsentyp 1/15 bei $z'/B = 1$.

grades Tu^* bzw. Tu_s ziemlich gleichmäßig. Ungefähr unter der Düsenkante erreicht der Turbulenzgrad Tu^* bzw. Tu_s sprunghaft ein Maximum und fällt dann bei noch größeren Achsabständen ab. Zum Vergleich ist auch das Geschwindigkeitsverhältnis w_s/w_D über x/B aufgetragen. Unter der Düsenkante ist ein Anstieg für die Geschwindigkeit festzustellen, dessen Ursache höchstwahrscheinlich mit der Profilgebung der Düsenwand zusammenhängt. Es sei an dieser Stelle vermerkt, daß bei allen Messungen als Düsenaustrittsgeschwindigkeit w_D die in einer Entfernung von $z' = 1 \text{ mm}$ in der Strahlachse (d. h. $x = 0, y = 0$) gemessene Geschwindigkeit zugrundegelegt wurde.

Bei größeren Düsenabständen bleibt der Turbulenzgrad wegen stärkerer Vermischung mit der Umgebungsluft nicht mehr konstant bis zur Düsenkante, wie man aus den Bildern 6.19 und 6.20 entnehmen kann.

In Bild 6.21 sind zum besseren Vergleich Turbulenzprofile für verschiedene Düsenabstände zusammengestellt. Daraus kann man entnehmen, daß bei kleinen Düsenabständen (bis zu $z'/B \approx 1/3$) der Turbulenzgrad im Strahl ausgesprochen niedrig

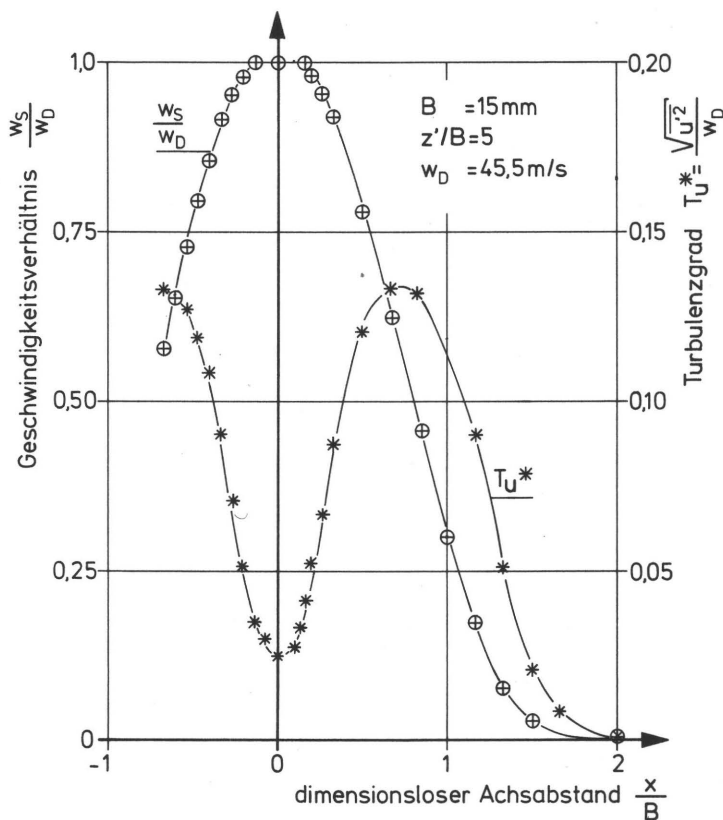


Bild 6.20: Turbulenzgrad Tu^* und das Geschwindigkeitsverhältnis w_s/w_D über den dimensionslosen Achsabstand x/B für Düsentyp 1/15 bei $z'/B = 5$.

liegt. Mit Vergrößerung des Düsenabstandes wird der Turbulenzgrad in einem Achsabstand von $x/B = 0,5$ bis $0,8$ sprunghaft größer und nimmt Werte in der Größenordnung von 11 bis 13% an. Das Maximum verschiebt sich dabei von $x/B = 0,5$ auf ca. $x/B = 0,8$ und wird flacher. Ähnliche Turbulenzprofile in ebenen Freistrahlen sind bei Sato [101] zu finden. Auch in runden Freistrahlen wurden z. B. von Corrsin [96] solche Turbulenzprofile gemessen.

In Bild 6.22 sind die Geschwindigkeitsprofile für die in Bild 6.21 angegebenen Düsenabstände aufgezeichnet. Der bereits erwähnte leichte Anstieg der Geschwindigkeit unter der Düsenkante (Bild 6.18) geht rasch verloren, wenn der Düsenabstand etwas größer gewählt wird.

Der Turbulenzgrad ist als Verhältnis von zwei Geschwindigkeiten in stärkerem Maße von der Grundgeschwindigkeit abhängig. Daneben gibt es aber mehrere Faktoren, die den Turbulenzgrad beeinflussen. So ist z. B. im Abschnitt 6.1 erwähnt worden, daß eine störungsfreie Luftzufuhr am Düsen Eintritt eine der Bedingungen für Turbulenzarmut des Strahles ist.

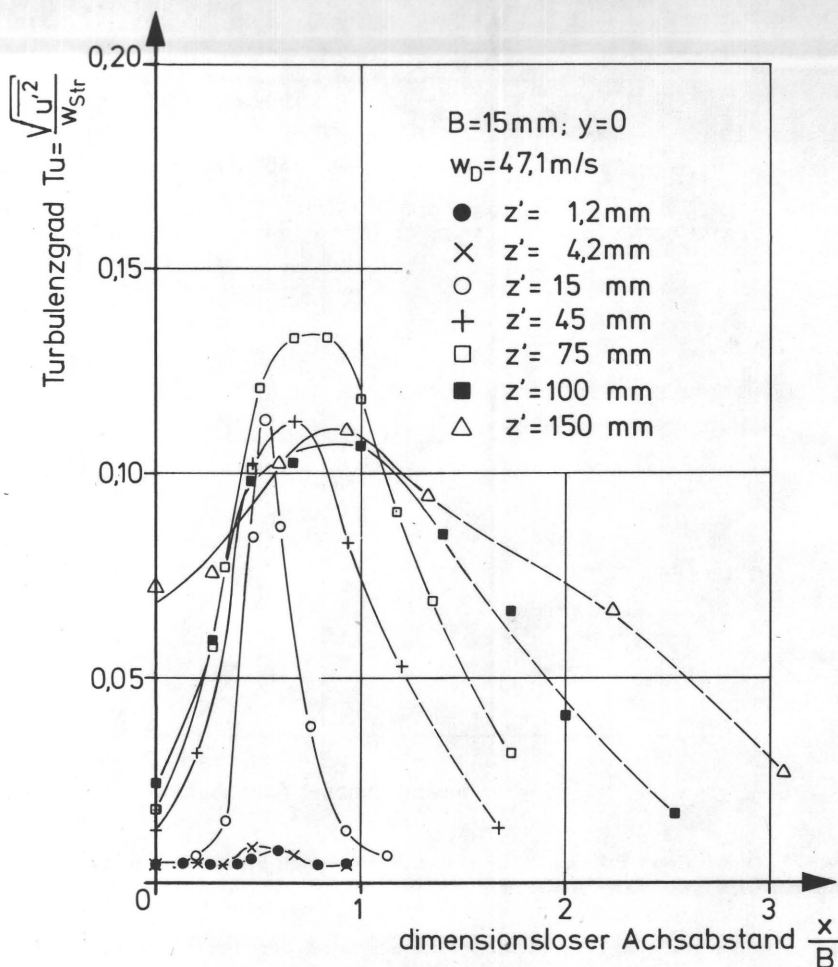


Bild 6.21: Turbulenzgradprofile bei verschiedenen Düsenabständen für Düsentyp 1/15.

Die Geschwindigkeitsschwankungen waren bei der vorliegenden Versuchsanordnung durch Benutzung einer großen Beruhigungskammer mit einer Fläche von ca. $500 \times 700\text{ mm}$ quer zur Strömungsrichtung und durch dämpfende Siebe auf ein Minimum reduziert worden. Das Öffnungsverhältnis, d. h. das Verhältnis zwischen der Fläche der Beruhigungskammer (Düsenkasten) und der Düsenaustrittsfläche, beispielsweise des Düsentyps 1/15 mit $15 \times 100\text{ mm}$ Abmessung betrug damit ca. 233. Dieses Verhältnis ist, verglichen mit den Öffnungsverhältnissen konventioneller Windkanäle, außerordentlich groß. Durch ähnliche Maßnahmen und mit einem konvergenten Einlauf für die Luftzufuhr erhielt Sato [101] in ebenen Freistrahlen ebenso wie hier sehr niedrige Turbulenzgrade, sowohl am Düsenaustritt ($0,1\%$) als auch längs der Strahlachse. Dabei ist hervorzuheben, daß Sato sich aus bestimmten Gründen hauptsächlich für parabelförmige Geschwindigkeitsprofile am Düsen-

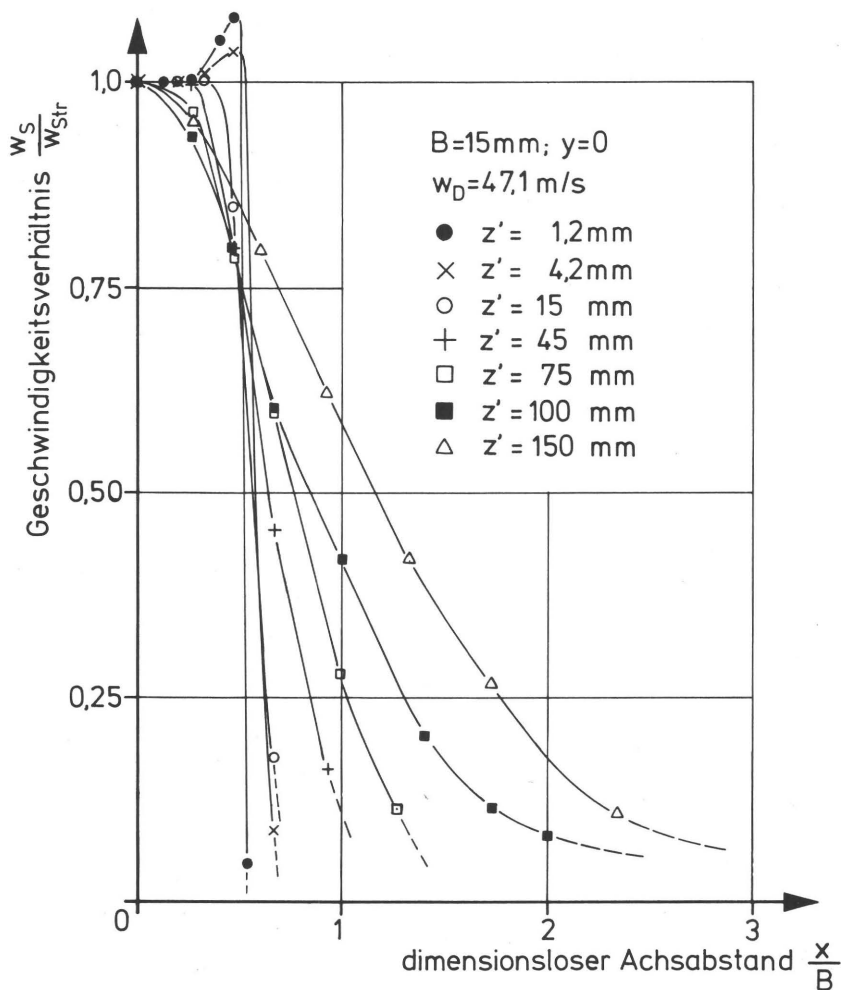


Bild 6.22: Geschwindigkeitsprofile bei verschiedenen Düsenabständen für Düsentyp 1/15.

austritt interessierte. Daher benutzte Sato am Auslauf seiner Versuchsstrecke sehr lange Rechteckkanäle (Längen 300 bis 1100 mm). Freistrahlen von langen Rohren mit parabelförmigen Geschwindigkeitsprofilen besitzen im Gegensatz zu konvergierenden Düsen in der Regel keinen Potentialkern. Das Verhältnis w_{str}/w_D wird, wie z. B. Wille [102] gezeigt hat, längs der Strahlachse bereits ab etwa $z'/B = 1$ bis 2 kleiner. Wichtig ist in diesem Zusammenhang die Tatsache, daß offensichtlich auch in Freistrahlen, die gar keinen oder einen nicht ausgeprägten Potentialkern aufweisen, durch geeignete Maßnahmen sehr geringe Turbulenzen verwirklicht werden können, wie Sato gezeigt hat.

Die bisherigen Ausführungen zeigten, daß bei einzelnen Freistrahlen Strömungs- und Turbulenzprofile abhängig von mehreren Parametern verschiedene Strahleigenschaften charakterisieren. Die Verhältnisse sind naturgemäß verwickelter, wenn ein

Feld von Freistrahlen vorliegt. In diesem Fall kommen zusätzliche Parameter ins Spiel. Die einzelnen Freistrahlen beeinflussen sich z. B. je nach Teilungsverhältnissen gegenseitig mehr oder weniger. Ferner kann die Anzahl der Freistrahlen eine Rolle spielen. Solche oder andere Faktoren müssen bei Strömungs- und Turbulenzuntersuchungen von Freistrahlfeldern zusätzlich berücksichtigt werden. Daher sind auf diesem Gebiet nur wenige Untersuchungen – wie beispielsweise Miller und Comings [99], [100], Edler v. Bohl [131], Jung [132], Schreck [133], Huesmann [103] – bekannt geworden. Mit Ausnahme von [99] wurde in keiner der genannten Arbeiten der Turbulenzgrad im Freistrahlfeld gemessen. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnten für die Mehrdüsenanordnungen MD1 bis MD4 (vgl. Bilder 6.4 bis 6.7) keine eingehenden Freistrahlundertersuchungen durchgeführt werden. Die Geschwindigkeits- und Turbulenzprofile wurden nur längs der Strahlachse gemessen, und zwar auch nur jeweils für eine Düse, die sich etwa in der Mitte des Düsenfeldes befand.

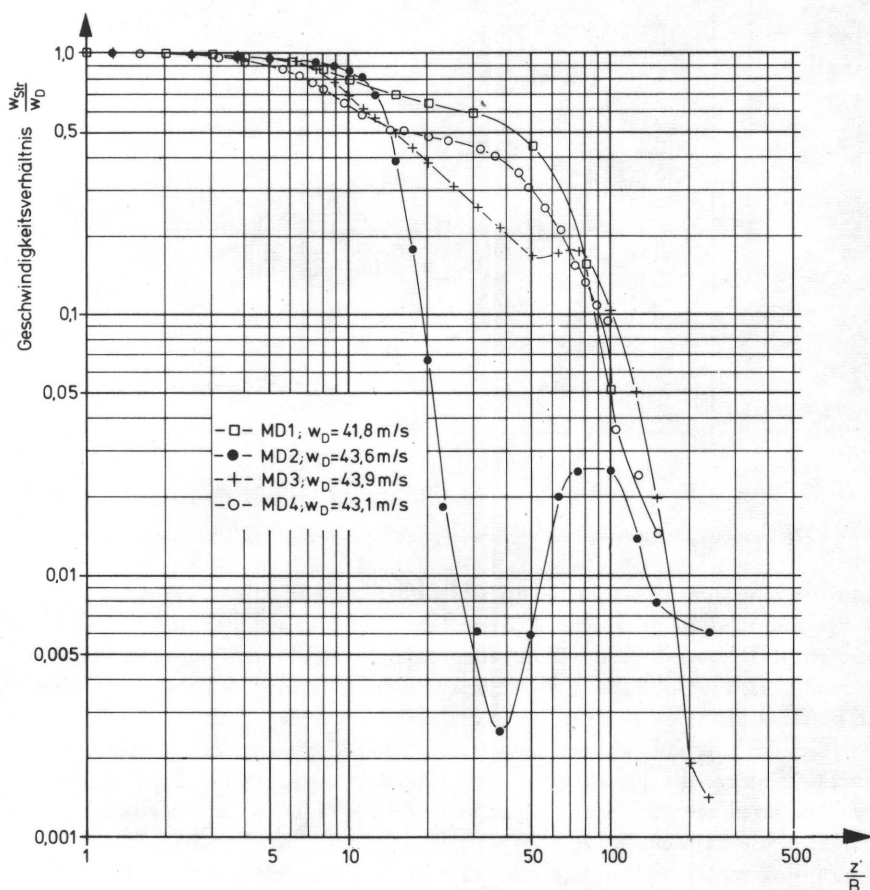


Bild 6.23: Änderung der Strahlgeschwindigkeit w_{str} entlang der Strahlachse der Schlitzdüsen von verschiedenen Mehrdüsenanordnungen (vgl. Tabelle 3).

Durch Messung der Düsenaustrittsgeschwindigkeit an mehreren einzelnen Düsen der jeweiligen Mehrdüsenanordnung wurde jedoch vorher festgestellt, daß trotz Herstellungstoleranzen die Geschwindigkeitsunterschiede nicht mehr als 5% untereinander betragen, so daß die eigentliche Messung im Mittelfeld repräsentativ sein dürfte. Eine Kontrolle längs der Schlitzrichtung an mehreren Düsen ergab ebenfalls, daß Unterschiede in w_D unter 5% bleiben.

In Bild 6.23 ist die Geschwindigkeit w_{Str} längs der Strahlachse einer Schlitzdüse vom Mittelfeld der jeweiligen Mehrdüsenanordnung doppellogarithmisch aufgezeichnet. Man kann dabei verschiedene Geschwindigkeitsbereiche unterscheiden. Die Geschwindigkeit in der Strahlachse nimmt etwa bis zu $z'/B = 3$ für alle Mehrdüsenanordnungen mit Vergrößerung des Düsenabstandes nur geringfügig ab.

In dem Bereich $z'/B = 4$ bis 14 folgt generell eine stärkere Geschwindigkeitsabnahme, die aber für jede Mehrdüsenanordnung unterschiedlich verläuft.

Der Bereich $z'/B = 14$ bis ca. 100 weist einige Sonderheiten auf, die im folgenden näher besprochen werden sollen.

Zuerst ist festzustellen, daß unabhängig von unterschiedlichen Kurvenverläufen der jeweiligen Mehrdüsenanordnung ein eindeutiger Einfluß der Düsenanzahl in einem Bereich von $z'/B = 14$ bis 75 vorhanden ist. Vergleicht man die in Tabelle 3 angegebenen Düsenanzahlen, so stellt man fest, daß ohne Ausnahme mit Vergrößerung der Düsenanzahl eine Abnahme des Geschwindigkeitsverhältnisses folgt. Dabei tritt die natürliche, vom Düsenabstand abhängige Geschwindigkeitsabnahme für jede Kurve verschieden stark in Erscheinung. Am stärksten ausgeprägt ist der Kurvenverlauf für MD2, also für die Mehrdüsenanordnung mit 25 Düsen, der sogar seltenerweise ein Minimum bei $z'/B = 35$ aufweist. Ob dieser Kurvenverlauf eine typische Erscheinung oder Zufallsprodukt einer gewissen geometrischen Konstellation (z. B. unsymmetrische Strömungsverhältnisse) ist, kann nicht beantwortet werden. Hierzu wären weitere Untersuchungen notwendig. Alle Kurven weisen in bestimmten z'/B -Bereichen eine mehr oder weniger merkbare Abflachung auf, so z. B. für MD1 und MD4 etwa im Bereich $z'/B = 14$ bis 30 eine schwache Abflachung, für MD3 eine eindeutige Abflachung im Bereich $z'/B = 50$ bis 75, schließlich für MD2 im Bereich $z'/B = 75$ bis 100 ebenfalls eine deutliche Abflachung. Die Kurven fallen ab einem Düsenabstand von $z'/B = 100$ – wenn auch mit Streuungen – allmählich zusammen. Bei $z'/B = 100$ beträgt z. B. die Strahlgeschwindigkeit je nach der Anordnung 2,5 bis 10% der Düsenaustrittsgeschwindigkeit. Bei noch größeren z'/B -Abständen ist die Abnahme der Strahlgeschwindigkeit stärker. Die Geschwindigkeiten wurden wegen ausgesprochen kleiner Düsenbreiten mit einem Hitzdrahtgeber gemessen. Wie bereits eingangs zu diesem Abschnitt erwähnt wurde, sind in diesem Falle für Geschwindigkeiten unter 5 m/s Meßfehler über $\pm 10\%$ zu erwarten. Daher sind die Absolutwerte der Geschwindigkeiten für den Bereich $z'/B = 100$ bis 200 nicht ausreichend genau.

Geschwindigkeitsprofile in x-Richtung bei verschiedenen z'/B -Abständen wurden leider nicht gemessen. Daher ist es schwer zu sagen, ab welchen Düsenabständen eine Vermischung zwischen den einzelnen Freistrahlen der jeweiligen Mehrdüsenanordnung stattfindet. Solche Messungen für ebene Freistrahlen, wo beispielsweise wie in der vorliegenden Arbeit mehrere Düsenstrahlen ($i = 10$ bis 25) vorhanden sind, sind

bisher in der einschlägigen Literatur nicht bekannt geworden. Miller und Comings [100] behandelten, wie erwähnt, nur zwei benachbarte Freistrahlen.

Zum besseren Verständnis der eigenen Meßergebnisse soll deshalb die Arbeit von Huesmann [103] über runde Strahlenbündel herangezogen werden. Huesmann unterteilt aufgrund seiner Messungen von Geschwindigkeitsprofilen in x-Richtung die Strömungsvorgänge in drei Zonen:

1. Die Primärstrahlzone, in der die austretenden Strahlen den Charakter von Freistrahlen haben. Am Ende dieser Zone fließen die Einzelstrahlen zusammen.
2. Die Mischzone, in der sich die Geschwindigkeitsunterschiede im Strahlprofil ausgleichen. Am Ende dieser Zone bildet sich in der Mitte ein Gebiet konstanter Geschwindigkeit. Hier beginnt die Kernzone des sog. Sekundärstrahls, der praktisch einen durch Zusammenfließen von Einzelstrahlen entstandenen Freistrahls darstellt.
3. Die Sekundärstrahlzone, das Gebiet des neu entstandenen Freistrahls.

Die von Huesmann gemessenen Geschwindigkeitsverhältnisse w_{Str}/w_D längs der Strahlachse bei einem konstanten Lochdurchmesser und der Teilung, aber bei verschiedener Anzahl von Primärstrahlen zeigen (dort Bild 7), daß der Übergang von der Mischzone zum Sekundärstrahl sich in Kurvenverläufen als ein Übergang in einen abgeflachten Verlauf der Geschwindigkeit bemerkbar macht. Die Abflachung für die einzelnen Kurven ist um so ausgeprägter, je größer die Anzahl der Primärstrahlen ist. Dabei findet für Huesmanns spezielle Versuchsanordnung (Begrenzung des Strahlbündels durch Kanalwände, sowohl Lochdurchmesser als auch Düsenteilung konstant) der Übergang praktisch unabhängig von der Anzahl der Primärstrahlen an der Stelle $z'/D = 14$ statt.

Obwohl die Versuchsanordnung von Huesmann, selbst wenn man von runden Freistrahlen absieht, dennoch erheblich von den hier eingesetzten Mehrdüsenanordnungen abweicht (hier keine Begrenzung der Freistrahlen durch die Wände des Versuchsraumes, andere geometrische Anordnung der Düsen, vgl. Tabelle 3, usw.), sind gewisse Tendenzen in Kurvenverläufen der beiden Fälle ähnlich. Wie bereits anhand des Bildes 6.23 besprochen wurde, existierten bei eigenen Messungen gewisse z'/B -Bereiche, in denen ebenfalls, je nach der Anzahl der Düsen, eine mehr oder weniger deutliche Abflachung der Kurven feststellbar ist. Die Anzahl der Düsen hat, im Gegensatz zu dem Ergebnis von Huesmann, allerdings einen viel größeren Einfluß auf den Verlauf der Geschwindigkeit längs der Strahlachse.

In Anlehnung an die oben besprochenen Ergebnisse von Huesmann kann die Vermutung geäußert werden, daß auch hier der Beginn der Abflachung den Übergang von der Mischzone zum Sekundärstrahl für die jeweilige Strahlanordnung charakterisiert, wobei aber der Übergang bei jeweils verschiedenen z'/B -Bereichen erfolgt. Der z'/B -Bereich, in dem die Abflachung wahrnehmbar ist, umfaßt die Kernzone des Sekundärstrahls. Der Beginn eines erneuten starken Geschwindigkeitsabfalles nach der jeweiligen Abflachung signalisiert das Ende der Kernzone des Sekundärstrahls und zugleich den Beginn der Sekundärstrahlzone.

Im Zusammenhang mit der Trocknung sind in erster Linie kürzere z'/B -Abstände, d. h. praktisch ist nur die Primärstrahlzone von Bedeutung. Die Kernlänge der jeweiligen Mehrdüsenanordnung ist wegen der doppelt-logarithmischen Darstellungsweise in Bild 6.23 nicht eindeutig zu sehen. Daher sollte gesagt werden, daß die

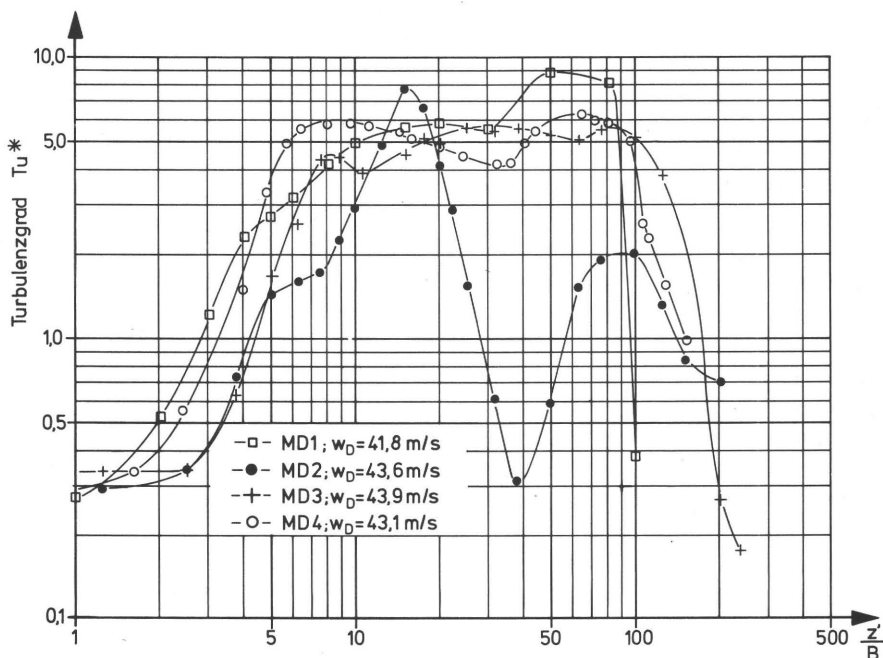


Bild 6.24: Änderung des Turbulenzgrades Tu^* entlang der Strahlachse der Schlitzdüsen von verschiedenen Mehrdüsenanordnungen (vgl. Tabelle 3).

Strahlgeschwindigkeit ab einem Düsenabstand von ca. $z'/B = 2$ für alle Mehrdüsenanordnungen allmählich abnimmt (beispielsweise bei $z'/B = 5$ beträgt das Geschwindigkeitsverhältnis $w_{Str}/w_D = 0,95$ bis $0,975$), so daß die Strahlen eigentlich kurze Kernlängen haben.

Bei den Messungen der Geschwindigkeiten längs der Strahlachse wurde gleichzeitig auch mit demselben Hitzdrahtgeber der Turbulenzgrad Tu^* mitgemessen, dessen Verläufe in Bild 6.24 doppelt-logarithmisch aufgetragen sind. Bild 6.23 und 6.24 gehören demnach eindeutig zusammen. Betrachtet man zuerst den Verlauf des Turbulenzgrades für die Mehrdüsenanordnung MD2, so ist ab einem Düsenabstand von $z'/B = 15$ ein von den anderen Turbulenzverläufen abweichendes Verhalten festzustellen. Der Turbulenzgrad Tu^* für MD2 verläuft nahezu identisch mit dem Verlauf des Geschwindigkeitsverhältnisses w_{Str}/w_D längs der Strahlachse für die gleiche Mehrdüsenanordnung (vgl. Bild 6.23). Auch hier bleibt eine Erklärung für diese Verhaltensweise offen.

Die Kurvenverläufe für MD1, MD3 und MD4 weisen, abgesehen von einigen Abweichungen, gemeinsame Tendenzen auf. Der Turbulenzgrad steigt, beginnend mit einem Wert von ca. $Tu^* = 0,3\%$ am Düsenaustritt bis zu Düsenabständen von $z'/B = 6$ bis 15 (dies gilt auch für MD2), auf Werte von etwa 5 bis 6% an. Mit Ausnahme der Kurve für MD2 ist der Turbulenzgrad bis zu Düsenabständen von $z'/B = 90$ bis 100 mit gewissen Abweichungen nahezu unabhängig vom Düsenabstand und weist einen mittleren Wert von etwa $5,5\%$ auf. Bei noch größeren z'/B -

Abständen ist schließlich mit Vergrößerung des Düsenabstandes eine steile Abnahme für den Turbulenzgrad festzustellen.

Im gesamten Meßbereich bleibt der Turbulenzgrad Tu^* unter 8 bis 9%. Damit hat man trotz der verhältnismäßig einfachen Düsenkonstruktion (vgl. Bilder 6.4, 6.5, 6.6 und 6.7) dank einer nahezu störungsfreien Luftzufuhr auch hier mit geringen Turbulenzgraden zu tun. Mit den in diesem Abschnitt gegebenen Meßergebnissen und Diskussionen über Strömungs- und Turbulenzverhalten ist dieses Thema keineswegs erschöpft. Insbesondere mehrfache ebene Freistrahlen müßten umfassender und gezielter untersucht werden. Es kam aber im Rahmen der Gesamtuntersuchungen in erster Linie darauf an, den Turbulenzgrad zumindest längs der Strahlachse jeder Düsenanordnung zahlenmäßig zu ermitteln. Damit konnte gezeigt werden, daß diese Düsenstrahlen verhältnismäßig geringe Turbulenzgrade aufweisen. Andererseits ist dadurch die Möglichkeit gegeben, den Einfluß der Turbulenz auf den Wärmeübergang bei Prallstrahlen besser zu verstehen, da die Turbulenzverhältnisse im Prallstrahl bereits vom Freistrahle erheblich vorbestimmt werden. In diesem Zusammenhang wurde z. B. von Yun [71] für runde Düsenstrahlen gezeigt, daß Turbulenzprofile in radialer Richtung im Prallstrahl vor der Strahlablenkung weitgehend ähnlich sind mit den Turbulenzprofilen des Freistrahles.

7. EINZELNER PRALLSTRAHL

7.1 Strömungs- und Turbulenzvorgänge im Wandstrahl¹⁾

Der Wärmeübergang auf einer isothermen Prallwand ist in erster Linie von den Strömungs- und Turbulenzvorgängen in der Plattengrenzschicht (d. h. im vorliegenden Fall im Wandstrahl) abhängig. Zu einem besseren Verständnis des Wärmeübergangs ist daher von Interesse, diese Vorgänge etwas näher zu untersuchen. Der Wandstrahl bildet sich im vorliegenden Fall durch einen senkrecht auf eine ebene Wand gerichteten Düsenstrahl, welcher auf der Wandoberfläche eine Staupunktströmung erzeugt. Dieser Strömungsvorgang wurde im Zusammenhang mit dem Freistrah im Abschnitt 6.1 anhand des Bildes 6.1 erläutert. Will man diesen Strömungsvorgang vollständig und möglichst genau erfassen, so ist es notwendig, die Verteilung der Geschwindigkeit im Wandstrahl nach Größe und Richtung mit einer Richtungssonde oder mit Hitzdrahtsonden zu bestimmen. Dabei sind verschiedene Parameter wie die Düsenbreite B , Abstand Z zwischen der Prallwand und dem Düsenaustritt (kurz Plattenabstand genannt) die Düsenaustrittsgeschwindigkeit w_D zu variieren [53]. Solche Messungen sind sehr zeitraubend und praktisch nur bei großen Abmessungen des Prallstrahles möglich, da die zu verwendenden Sonden nicht beliebig klein erhältlich sind. Soll noch zusätzlich die Verteilung der Turbulenz in der Prallströmung abhängig von den oben genannten Parametern gemessen werden, so kann dies in einer vertretbaren Zeit eigentlich nur im Rahmen einer vom Wärmeübergang gesonderten Untersuchung geschehen, wie z. B. die im Abschnitt 4 erwähnte Dissertation von Yun [71] vom Umfang her eindeutig zeigt. Bei eigenen Untersuchungen war die Vermessung des Strömungsfeldes längs der Prallwandoberfläche, sowie die Messung des Turbulenzgrades in der Prallströmung, wegen der zum größten Teil geringen Abmessungen des Prallstrahls und nicht zuletzt wegen des großen Zeitaufwandes, nur unvollständig möglich. Die Messung der Strömungsprofile in der Grenzschicht wurde hauptsächlich für Düsentyp 1/15 und auch nur außerhalb des Staubereiches bei größeren dimensionslosen Plattenabständen durchgeführt. Eine Interpretation der Strömungsvorgänge ist zum Teil auch durch Messung der Verteilung des statischen Druckes längs der Prallwand möglich. Solche Messungen können für beliebig kleine Plattenabstände durchgeführt werden. Für den Düsentyp 1/15 wurden daher kleine Plattenabstände auf diese Weise untersucht. Allein mit Hilfe des statischen Druckverlaufes ist aber bei Prallstrahlen eine Klärung der Strömungsvorgänge nur für gewisse Bereiche des dimensionslosen Staupunktabstandes möglich, in denen die Strömungsverhältnisse weitgehend der einer Potentialströmung entsprechen. Daher sollen Messungen, die nach der Prestonrohrmethode (vgl. Abschnitt 5.2 und 5.3) auch für einige Prallstrahluntersuchungen durchgeführt wurden, zur Klärung der

¹⁾ Die Bezeichnung Wandstrahl wird im Schrifttum für Freistrahlen benutzt, die auf einem Teil ihres Umfanges kontinuierlich durch eine feste Wand begrenzt sind [123].

Strömungsvorgänge und damit zur Klärung des Verlaufes der örtlichen Wärmeübergangszahl herangezogen werden. Dabei geht es in erster Linie um den örtlichen Staudruck längs der Platte, der unmittelbar auf der Plattenoberfläche wirksam ist. Dieser Staudruck ist unter gewissen Voraussetzungen ein Maß für die örtliche Wandschubspannung. Da zwischen der Wandschubspannung und dem Wärmeübergang in vielen Fällen eine Analogie (Reynolds-Analogie und ihre Modifizierungen, vgl. z. B. Schlichting [147], Walz [148]) besteht, so kann zumindest ein qualitativer Vergleich zwischen der Wandschubspannung und dem Wärmeübergang angestellt werden. Dazu muß noch die Turbulenzverteilung in der Grenzschicht bekannt sein. Erst dann kann erwartet werden, daß man den örtlichen Verlauf des Wärmeüberganges qualitativ und quantitativ einigermaßen genau beschreiben kann. Die Turbulenzverteilung im Prallstrahl wurde in der vorliegenden Arbeit nicht systematisch untersucht.

Die Untersuchungen beschränken sich auf einige Messungen längs der Strahlachse bis in die Nähe des Staupunktes.

Nach diesem Überblick über die Strömungsuntersuchungen im Prallstrahl sollen nun die einzelnen Strömungsgebiete näher behandelt werden.

Im Abschnitt 5.3 wurde im Zusammenhang mit der Eichung in Bild 5.7 als Beispiel einige Geschwindigkeitsprofile im Staupunkt gezeigt, die für verhältnismäßig große Plattenabstände gelten. Solche Messungen wurden auch in einem Bereich $Z/B = 2$ bis 10 hauptsächlich für Düsentypen 1/15, 1/10 durchgeführt, um die Geschwindigkeitsgradienten a zu ermitteln. Dabei wurde ähnlich wie bei Schrader [53] die Düsenaustrittsgeschwindigkeit w_D , der Plattenabstand Z und die Düsenbreite B variiert. Aus den Geschwindigkeitsprofilen wurde der Geschwindigkeitsgradient a nach Gl. (5.19) (vgl. Abschnitt 5.3)

$$w_z = \frac{\partial \Phi}{\partial z} = -a z \quad (5.19)$$

ermittelt, indem man a der Steigung der Tangente an den Geschwindigkeitsverlauf im Staupunkt über dem Abstand z gleichsetzte. In Bild 7.1 ist als Beispiel für diese Messungen ein Geschwindigkeitsprofil für Düsentyp 1/10 bei einem dimensionslosen Abstand von $Z/B = 3$ zwischen der Platte und dem Düsenaustritt ($w_D = 48$ m/s) aufgezeichnet.

Für den Geschwindigkeitsgradienten a der ebenen Prallstrahlen konnte aus solchen Messungen die Beziehung

$$a = [1,022 - 0,0236 (Z/B)] w_D / B \quad (7.1)$$

aufgestellt werden, die mit einer größten Abweichung von $\pm 10\%$ in einem Bereich von $Z/B = 2$ bis 10 (für hauptsächlich $B = 10$ und 15 mm, aber auch mit zwei Messungen für $B = 5$ und 8 mm) ermittelt wurde. Vergleicht man Gl. (7.1) mit der von Schrader für runde Prallstrahlen in einem Bereich von $Z/D = 1$ bis 10 auf gleiche Weise experimentell gefundenen Gleichung

$$a_R = [1,04 - 0,034 (Z/D)] w_D / D \quad (7.2)$$

(mit R als Index für den runden Prallstrahl), so ist festzustellen, daß in beiden Fällen die Zahlenkonstanten nur geringfügig voneinander abweichen.

Die Messung der Geschwindigkeitsprofile wurde zum größten Teil mit einem Hitzdrahtgeber durchgeführt. Dabei wurde gleichzeitig der Turbulenzgrad gemessen. Ein Beispiel für den Verlauf des Turbulenzgrades in der Staupunktströmung (Kurve 1) ist im Bild 7.1 zu finden. Daraus ist zu ersehen, daß der Turbulenzgrad beginnend am Düsenaustritt ($z = Z = 30$; d. h. $z' = 0$ mm) mit einem Wert von $Tu^* = 0,6\%$ bis zu einer Höhe von $z = 20$ mm über der Platte nur geringfügig ansteigt. Zum Vergleich ist auch Turbulenzverlauf entlang der Strahlachse z' im Freistrah (Kurve 2) für die gleiche Düse aufgezeichnet. Beide Kurven decken sich im Bereich $z = 30$ bis 20 mm ($z' = 0$ bis 10 mm) völlig, woraus geschlossen werden kann, daß der Freistrah im vorliegenden Fall bis zu einem Grenzabstand $z_g = z = 20$ mm (vgl. auch Bild 6.1) von der angeströmten Platte ungestört erhalten bleibt.

Auch der Geschwindigkeitsverlauf im Bereich $z = 30$ bis 20 mm, welcher identisch mit dem Verlauf im Freistrah ist (vgl. z. B. Bild 6.14), zeigt eindeutig, daß die dynamische Druckenergie erst unterhalb $z = z_g = 20$ mm in statische umgewandelt wird, d. h. der Freistrah in eine Staupunktströmung übergeht. Im Bereich $z = 0$ bis z_g nimmt die Geschwindigkeit mit Verkleinerung des Abstandes z ständig ab, bis im Staupunkt $w_z = 0$ wird, wobei die Geschwindigkeitsabnahme in unmittelbarer Nähe der Wand praktisch proportional zu z ist.

Der Verlauf des Turbulenzgrades im Freistrah (Kurve 2) ist ähnlich wie bei anderen Profildüsen (vgl. z. B. Bild 6.14 und 6.17, Kurve 1a*), wobei auch die Absolutwerte in der gleichen Größenordnung sind. Im Bereich $z' = 10$ bis 30 mm ist der Turbulenzverlauf in der Staupunktströmung (Kurve 1) erheblich verschieden von dem Turbulenzverlauf im Freistrah (Kurve 2). Der Verlauf des Turbulenzgrades in einer turbulenten Grenzschicht für den Fall der längsangeströmten Platte wurde im Abschnitt 5.3 (Bild 5.5) gezeigt. In der Staupunktströmung macht sich ein ähnlicher Verlauf bemerkbar. Nach Erreichen eines Maximums irgendwo in unmittelbarer Wandnähe (im Bereich $z = 0$ bis 5 mm, wurden keine Messungen vorgenommen) wird der Turbulenzgrad vermutlich wie in Bild 5.5 im Staupunkt wieder auf den Wert Null fallen. Ein Vergleich mit dem Turbulenzverlauf im Freistrah (Kurve 2) zeigt, daß das wahrscheinliche Maximum im vorliegenden Fall einen höheren Turbulenzgrad aufweisen wird als der Turbulenzgrad im Freistrah im gleichen Abstand z' vom Düsenaustritt. Dies muß nicht immer so sein. Es ist durchaus möglich, daß bei höherer Freistrahlturbulenz (vgl. z. B. in Bild 6.17 Kurve 2a*) der maximale Wert des Turbulenzgrades in der Grenzschicht der Staupunktströmung niedriger liegt als der Turbulenzgrad an der gleichen Stelle im Freistrah.

Die Geschwindigkeitsprofile in der verzögerten Strömung, die nachstehend besprochen werden, wurden mit einem Pitotrohr von $0,35$ mm Außendurchmesser gemessen. Der erste Meßpunkt in Wandnähe gilt für eine Höhe von $z = 0,175$ mm (Pitotrohr auf die Wand aufgelegt). Es ist wichtig hervorzuheben, daß die als Prallwand benutzte Plexiglasplatte (vgl. Bild 5.1) eine vollkommen glatte und ebene Oberfläche aufwies, so daß die Wandrauhigkeit als annähernd Null angenommen werden kann. Um eine sinnvolle dimensionslose Darstellung der Meßergebnisse zu erhalten, wurde wie bei Yun [71], die wandparallele Geschwindigkeit w_x auf w_D

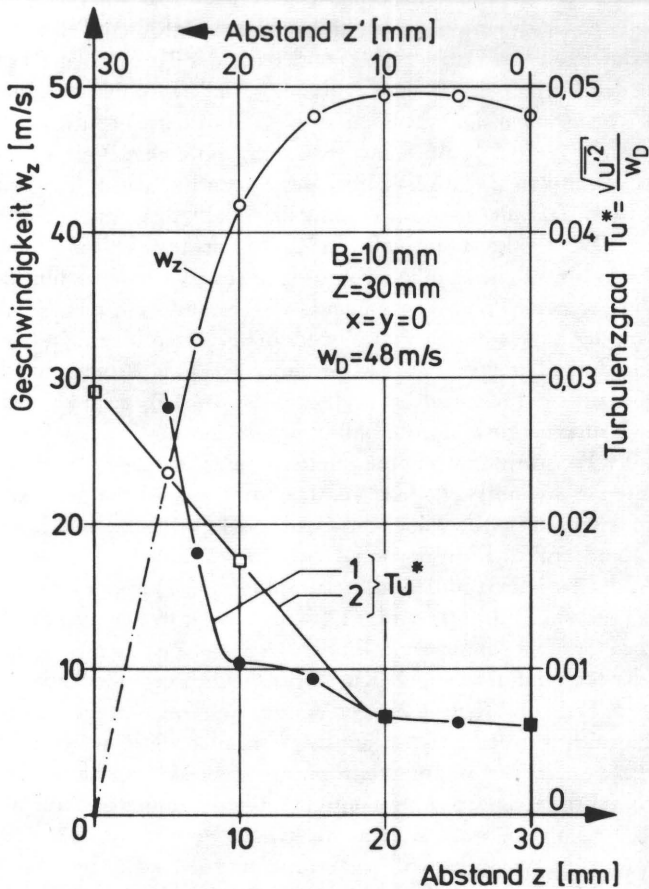


Bild 7.1: Geschwindigkeits- und Turbulenzprofile in der Staupunktströmung ($x = y = 0$) für Düsen-
typ 1/10. Kurve 1: Turbulenzverlauf in der Staupunktströmung. Kurve 2: Turbulenz im Freistrah.

und die horizontale Koordinate z (d. h. die Höhe über der Wand) auf die Düsenbreite B bezogen. In Bild 7.2 sind einige Geschwindigkeitsprofile für den Düsen-
typ 1/5 (Düsenbreite $B = 5$ mm) bei großen Staupunktabständen x aufgezichnet. Das Geschwindigkeitsverhältnis w_x/w_D steigt mit zunehmendem dimensionslosen Abstand z/B von der Oberfläche zunächst schnell an und erreicht einen Höchstwert $w_{x\max}/w_D$. Dann nimmt die Geschwindigkeit um so langsamer ab je größer der Staupunktabstand x wird. Die Maximalgeschwindigkeit $w_{x\max}$ sinkt mit zunehmendem Staupunktabstand x ab, weil sich die Strömung verzögert.

Die Geschwindigkeitsprofile fallen im Gegensatz zu den bekannten Geschwindigkeitsprofilen einer längsangeströmten ebenen Platte nach dem Erreichen eines Maxi-

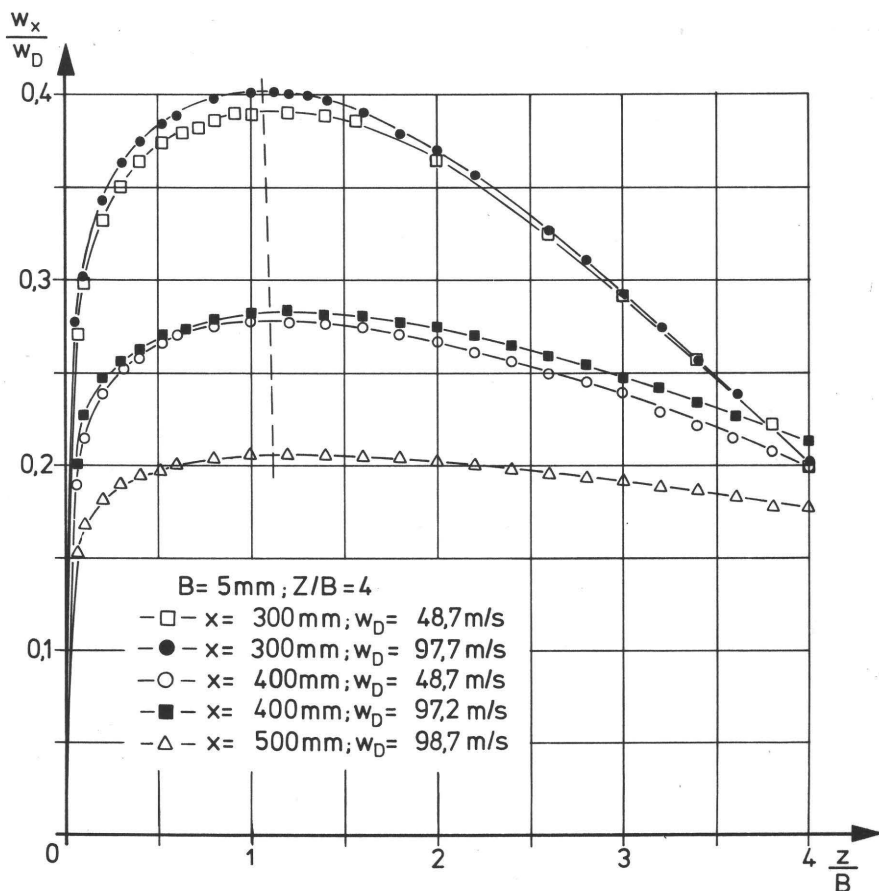


Bild 7.2: Geschwindigkeitsprofile im Gebiet der verzögerten Strömung für den Düsentyp 1/5 bei einem Plattenabstand von $Z/B = 4$.

mums wieder ab, da die hier vorliegende spezielle Strömung (Wandstrahl) nicht nur von der festen Wand, sondern auch von der ruhenden Umgebungsluft beeinflusst wird. Die senkrechte Entfernung z von der Wand, in der die maximale Geschwindigkeit $w_{x\max}$ erreicht wird, wird als Grenzschichtdicke δ der verzögerten Strömung bezeichnet.

Im vorliegenden Fall wird das Geschwindigkeitsmaximum praktisch unabhängig vom Staupunktastand und von der Düsenaustrittsgeschwindigkeit w_D bei einem dimensionslosen Abstand von $z/B \approx 1,1$ erreicht ($\delta \approx 5,5 \text{ mm}$). Die Dicke δ der Grenzschicht bleibt also bei verzögerter Strömung eines Wandstrahles im Gegensatz zur Grenzschichtdicke einer längsangeströmten ebenen Platte unabhängig von der Düsenaustrittsgeschwindigkeit. Ein geringfügiger Einfluß der Düsenaustrittsgeschwindigkeit auf das Verhältnis w_x/w_D ist jedoch in der Weise feststellbar, daß das Geschwindigkeitsverhältnis w_x/w_D offensichtlich mit zunehmender Düsenaustrittsgeschwindigkeit geringfügig größer wird. Während diese beiden Befunde, d. h.

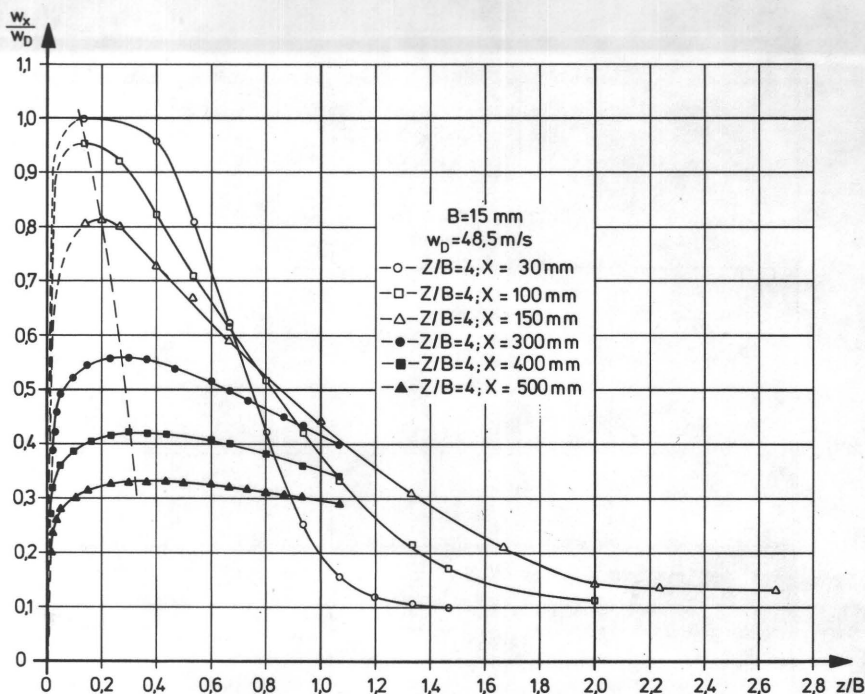


Bild 7.3: Geschwindigkeitsprofile hauptsächlich im Gebiet der verzögerten Strömung für den Düsentyp 1/15 bei einem Plattenabstand von $Z/B = 4$.

$\delta \neq f(w_D)$ und $w_x/w_D = f(w_D)$ im gesamten Bereich der verzögerten Strömung als allgemeingültig angesehen werden dürften, ist der Befund, daß die Grenzschichtdicke unabhängig vom Strömungsweg ist, nur für sehr große Staupunktabstände gültig. Für den Düsentyp 1/5 mit einer Düsenbreite von $B = 5 \text{ mm}$ wurden die Geschwindigkeitsprofile nach Bild 7.2 für große dimensionslose Staupunktabstände von $x/B = 60$ bis 100 ermittelt. Bei kleinen dimensionslosen Staupunktabständen ist ein Einfluß des Strömungsweges auf die Dicke der Grenzschicht vorhanden, wie man beispielsweise aus den gemessenen Geschwindigkeitsprofilen für den Düsentyp 1/15 ($B = 15 \text{ mm}$) nach Bild 7.3 entnehmen kann.

Der Bereich des dimensionslosen Staupunktabstandes für Profilmessungen erstreckte sich im vorliegenden Fall auf $x/B = 2$ bis $33,3$. Da die maximale Geschwindigkeit nach Bild 7.3 längs des Strömungsweges eindeutig in immer größerem Abstand z von der Oberfläche auftritt, nimmt die Dicke der Grenzschicht in diesem dimensionslosen Staupunktbereich der verzögerten Strömung ebenfalls mit dem Strömungsweg zu. Die Zunahme der Grenzschichtdicke mit wachsendem Staupunktabstand x gehorcht aber offensichtlich anderen Gesetzmäßigkeiten als denen, die von längsangeströmten ebenen Platten bekannt sind. Im Falle der längsangeströmten Platte gilt $\delta \sim x^{0,5}$ (laminar) und $\delta \sim x^{0,8}$ (turbulent). Bei der vorliegenden verzögerten Strömung nimmt die Grenzschichtdicke δ mit wachsendem x zunächst zwar eindeutig zu, nähert

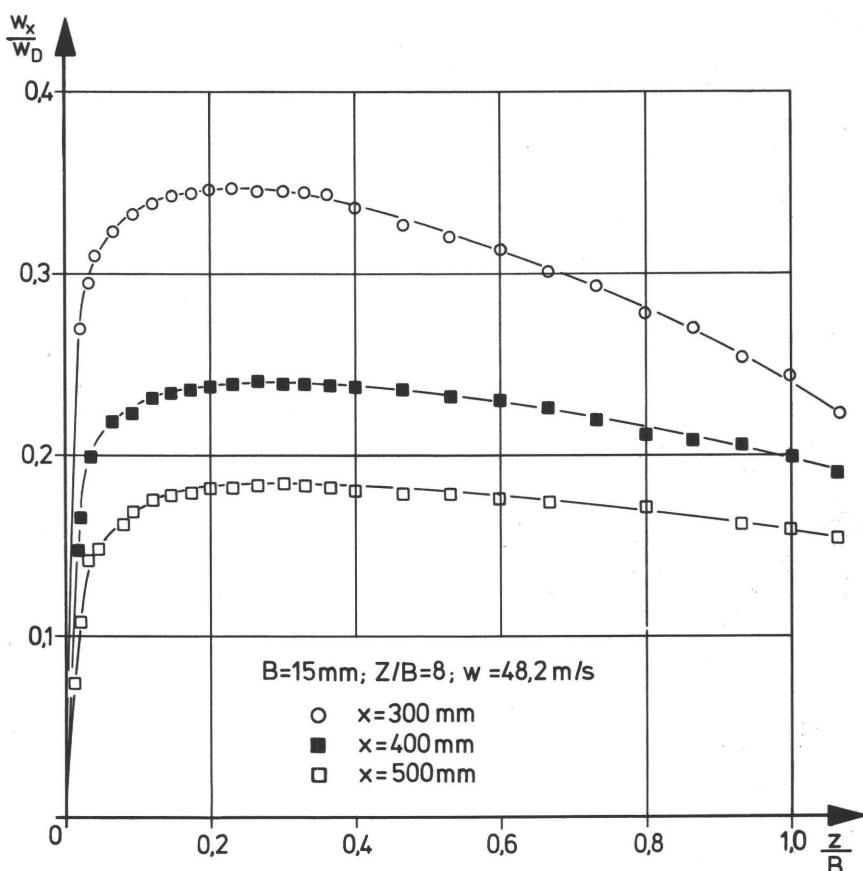


Bild 7.4: Geschwindigkeitsprofile im Gebiet der verzögerten Strömung für den Düsentyp 1/15 bei einem Plattenabstand von $Z/B = 8$.

sich aber bei größeren Abständen x asymptotisch zu einem Endwert wie man aus den Bildern 7.2 und 7.3 erkennen kann.

Die Ergebnisse, welche mittels der Bilder 7.2 und 7.3 für einen konstanten Plattenabstand von $Z/B = 4$ diskutiert werden, gelten grundsätzlich auch für größere Plattenabstände, wie man für den Düsentyp 1/15 beispielsweise für $Z/B = 8$ aus Bild 7.4 und für $Z/B = 14$ aus Bild 7.5 entnehmen kann.

Mit Vergrößerung des Plattenabstandes Z/B nimmt das Geschwindigkeitsverhältnis $w_{x\max}/w_D$ bei gleichen Staupunktabständen ab, weil die Vermischung mit der Umgebungsluft immer stärker wird.

Die anhand der Bilder 7.2 bis 7.5 besprochenen Verhaltensweisen im Gebiet der verzögerten Strömung sind ähnlich mit den Ergebnissen von Schrader [53] für runde Prallstrahlen. Bemerkenswerte Ergebnisse bringt ein Vergleich zwischen den runden und ebenen Prallstrahlen bezüglich der Werte für das Geschwindigkeitsverhältnis $w_{x\max}/w_D$ unter ähnlichen Bedingungen. Wie bereits im Abschnitt 4 erwähnt wurde,

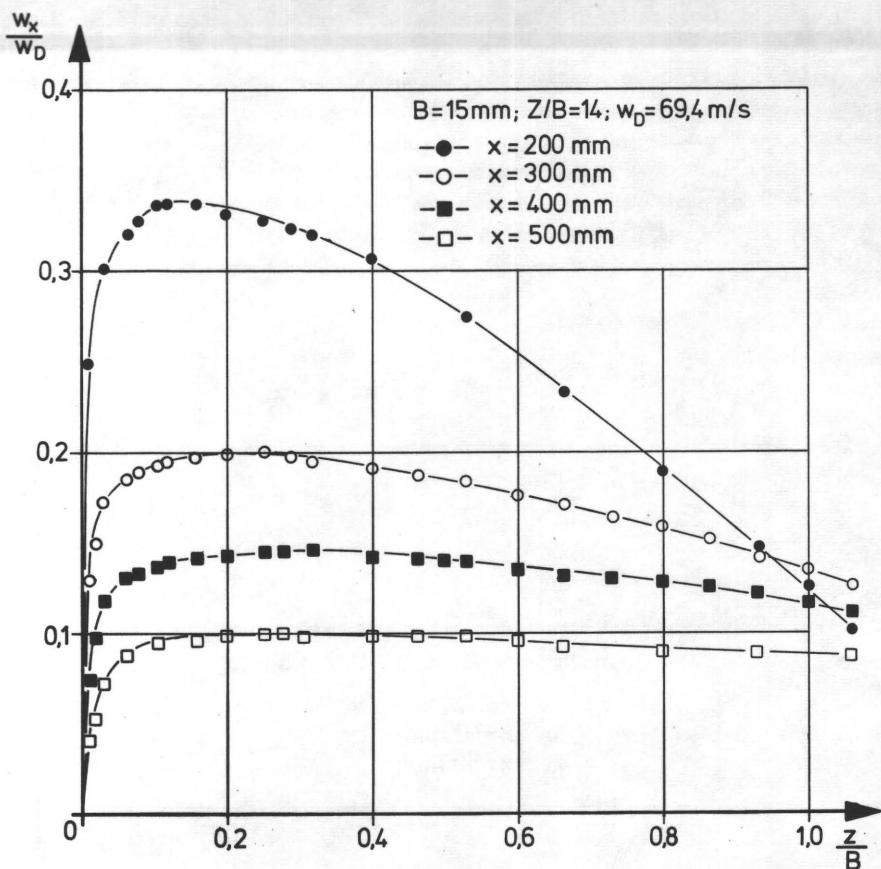


Bild 7.5: Geschwindigkeitsprofile im Gebiet der verzögerten Strömung für den Düsentyp 1/15 bei einem Plattenabstand von $Z/B = 14$.

benutzte man für die von Glaser [54] veröffentlichten Stoffübergangsuntersuchungen von ebenen Prallstrahlen eine ähnliche Versuchsanlage wie die von Schrader, wobei auch einige Geschwindigkeitsprofile gemessen wurden. Insofern liegen in beiden Arbeiten fast die gleichen Versuchsbedingungen vor, die einen nahezu echten Vergleich ermöglichen. Bei eigenen Untersuchungen waren dagegen einige Versuchsbedingungen grundsätzlich verschieden, von denen die Oberflächenrauigkeit und die Turbulenzarmut des Düsenstrahles als die wichtigsten Unterschiede gegenüber den Versuchsbedingungen in [53] und [54] zu benennen sind. Die Oberflächenrauigkeit hat einen entscheidenden Einfluß auf die Ausbildung der Geschwindigkeitsprofile und damit auf $w_{x\max}/w_D$ sowie auf die Grenzschichtdicke δ im Gebiet der verzögerten Strömung, wie Schrader auf Sandoberflächen mit verschiedenen mittleren Korndurchmessern k gezeigt und formelmäßig erfaßt hat. Die von Glaser [54] mitgeteilten Geschwindigkeitsprofile (dort Abb. 6) gelten für einen mittleren Korndurchmesser $k = 0,25\text{ mm}$. Bei eigenen Untersuchungen lag eine völlig glatte Wand vor,

d. h. die hier gemessenen Geschwindigkeitsprofile gelten für einen mittleren Korndurchmesser von $k = 0$. Ein Vergleich zwischen dem runden und dem ebenen Strahl in [53] und [54] sowie hier darf also nur bei gleicher Oberflächenrauigkeit, am besten bei $k = 0$, erfolgen. Erst dann können die eventuell vorhandenen Abweichungen zuverlässiger gedeutet werden. Schrader ermittelte aufgrund seiner Messungen für die maximale Geschwindigkeit w_{xmax} im Gebiet der verzögerten Strömung die Beziehung

$$\frac{w_{\text{xmax}}}{w_D} = \left\{ \frac{K_3}{1 + 0,18 \left(\frac{Z}{D} - 1,2 \right)} + K_4 \left(\frac{Z}{D} - 1,2 \right) \left[0,918 \frac{x}{D} \left(\frac{Z}{D} \right)^{0,034} - 1 \right]^{1/3} \right\} \left[0,918 \frac{x}{D} \left(\frac{Z}{D} \right)^{0,034} \right]^{-1,17} \left(1 + \frac{k}{\delta_0} \right)^{-1/6} \quad (7.3)$$

wobei das letzte Glied der Gleichung $(1 + k/\delta_0)^{-1/6}$ den Einfluß der Oberflächenrauigkeit charakterisiert. Darin bedeutet k mittlerer Korndurchmesser und δ_0 die Grenzschichtdicke im Staupunkt, welche nach Schlichting [147] für eine rotations-symmetrische Staupunktströmung (runder Prallstrahl) nach der Theorie der Potentialströmung über die Beziehung

$$\delta_0 = \delta_{0R} = 1,95 \sqrt{v/a} \quad (7.4)$$

gerechnet werden kann. Für den Geschwindigkeitsgradienten $a = a_R$ ist nach Schrader die Gl. (7.2) einzusetzen, so daß sich die Grenzschichtdicke im Staupunkt zu

$$\delta_{0R} = 1,95 \sqrt{\frac{vD}{[1,04 - 0,034 (Z/D)] w_D}} \quad (7.4a)$$

ergibt. Für die Konstanten K_3 und K_4 der Gl. (7.3) gibt Schrader im Bereich $Z/D \leq 4,7$ die Werte

$$K_3 = 1,23, K_4 = 0,303$$

bzw. im Bereich $Z/D \geq 4,7$

$$K_3 = 1,62, K_4 = 0,101$$

an. Die Gleichung (7.3) wurde von Schrader in einem Bereich für

$$Z/D \leq 10 \text{ und } x/D \leq 7,42 \quad (D/Z)^{0,034} \approx 7$$

aufgestellt, wobei der Bereich des mittleren Korndurchmessers in den Grenzen $k = 0,15$ bis $0,55$ mm variierte. Aus dem Aufbau der Gl. (7.3) ist zu erkennen, daß das Verhältnis w_{xmax}/w_D in erster Linie vom Plattenabstand Z/D und von dem dimensionslosen Staupunkt Abstand x/D abhängig ist. Für einen mittleren Korndurchmesser $k = 0$ nimmt das letzte Glied der Gl. (7.3) den Wert eins an. Obwohl Schrader den Fall $k \approx 0$ (glatte Wandoberfläche) nicht untersucht hat, muß hier vorausgesetzt werden, daß Gl. (7.3) auch für $k \approx 0$ gültig ist, damit ein Vergleich mit eigenen Untersuchungen angestellt werden kann. Das Verhältnis w_{xmax}/w_D ist über die Grenzschichtdicke δ_0 im Staupunkt (Gl. (7.4a)) für den Fall $k > 0$ von der Düsenaustrittsgeschwindigkeit w_D abhängig. Erhöht man w_D , während andere Parameter in Gl. (7.3) konstant gehalten werden, so verringert sich das Verhältnis

$w_{x\max}/w_D$. Insofern muß ein Vergleich zwischen [53] und [54] für den Fall $k > 0$ auch bei gleicher Düsenaustrittsgeschwindigkeit erfolgen. In [54] wurde keine Bestimmungsgleichung für $w_{x\max}/w_D$ angegeben. Daher wurden $w_{x\max}$ -Werte aus Abb. 6 in [54] abgelesen, die für eine Schlitzdüse $B = 5$ mm, $Z/B = 4$, $w_D = 25$ m/s und $k = 0,25$ mm gelten. Eine Extrapolation der Glasers $w_{x\max}/w_D$ -Werte auf den Fall $k = 0$ kann dadurch erfolgen, daß das Korrekturglied $(1 + k/\delta_0)^{-1/6}$ in Gl. (7.3) für die Oberflächenrauigkeit auch für den ebenen Wandstrahl als gültig vorausgesetzt wird. Diese Annahme dürfte mit großer Sicherheit zutreffen, da die Versuchseinrichtung und die Versuchsbedingungen in [53] und [54] weitgehend ähnlich sind. Die Grenzschichtdicke δ_0 im Staupunkt einer ebenen Staupunktströmung ist nach der Theorie der Potentialströmung über die Beziehung [147]

$$\delta_{0E} = 2,4 \sqrt{\nu/a} \quad (7.5)$$

zu errechnen. An dieser Stelle muß ausdrücklich betont werden, daß für den ebenen Fall die Grenzschichtdicke im Staupunkt bei sonst gleichen Bedingungen um 23 % größer ist als diejenige beim rotationssymmetrischen Fall (vgl. Gl. (7.4) und (7.5)), eine Tatsache, die in einigen Arbeiten, wie z. B. auch von Glaser [54], übersehen wird. Glaser ermittelte den Geschwindigkeitsgradienten a für ebene Prallstrahlen und fand eine Beziehung, die vollkommen identisch ist mit der Schraderschen Beziehung für a_R nach Gl. (7.2), wenn man dort $D = B$ einsetzt. Dies ist ein deutlicher Hinweis bezüglich der strengen Ähnlichkeit zwischen den Versuchsbedingungen (wie beispielsweise Turbulenzgrad im Freistrahls usw.) in beiden Arbeiten.

Für die in der vorliegenden Arbeit eingesetzten Profilschlitzdüsen ergab sich dagegen eine Beziehung für a (Gl. 7.1), die wahrscheinlich wegen der geringen Turbulenz im vorliegenden Fall etwas von Schraders Gl. (7.2) abweicht.

Nach bisher Gesagtem kann also zur Extrapolation von Glasers $w_{x\max}/w_D$ -Werten die Grenzschichtdicke δ_{0E} nach Gl. (7.5) unter Berücksichtigung der Gl. (7.2) mit $Z/B = 4$, $w_D = 25$ m/s und mit $\nu = 15,11 \cdot 10^{-6}$ m²/s für Luft gerechnet werden. Mit δ_{0E} und mit $k = 0,25$ mm erhält man für das Korrekturglied

$$(1 + k/\delta_0)^{-1/6} = 0,8422 \quad (7.6)$$

x/B	2	3	4	5	7	10	15
$w_{x\max}$ [m/s]	24,6	24,0	22,2	20,06	17,6	14,4	11,3
1) ($k = 0,25$ mm)							
$w_{x\max}/w_D$	0,984	0,960	0,888	0,8024	0,704	0,576	0,452
2) $w_{x\max}/w_D$ ($k = 0$ mm)	(1,168)	(1,140)	(1,054)	0,953	0,836	0,684	0,537

Tabelle 4: Werte für das Geschwindigkeitsverhältnis $w_{x\max}/w_D$ im Gebiet der verzögerten Strömung für eine Schlitzdüse mit $B = 5$ mm; $Z/B = 4$; $w_D = 25$ m/s nach Glaser [Abb. 6, 54].

1) Abgelesene Werte von Abb. 6 in [54] für $k = 0,25$ mm

2) Nach Gl. (7.6) extrapolierte 1)-Werte für $k = 0$ mm

Mit anderen Worten betragen $w_{x\max}/w_D$ -Werte für $k = 0,25$ mm rund 84 % der $w_{x\max}/w_D$ -Werte für den Fall $k = 0$ mm. Daher braucht man die für den Fall $k = 0,25$ mm bei Glaser abgelesenen Werte nur mit dem Faktor 0,8422 zu dividieren, um die $w_{x\max}/w_D$ -Werte für $k = 0$ zu erhalten. Die so errechneten Werte zusammen mit den abgelesenen Werten sind in Tabelle 4 zusammengestellt.

Es ist nun möglich, einen Vergleich zwischen den Geschwindigkeitsverhältnissen $w_{x\max}/w_D$ des zweidimensionalen und des rotationssymmetrischen Wandstrahles anzustellen. Dieser Vergleich ist aus Bild 7.6 für einen Plattenabstand von $Z/D = Z/B = 4$ und für mittlere Korndurchmesser von $k = 0$ bzw. 0,25 mm zu entnehmen.

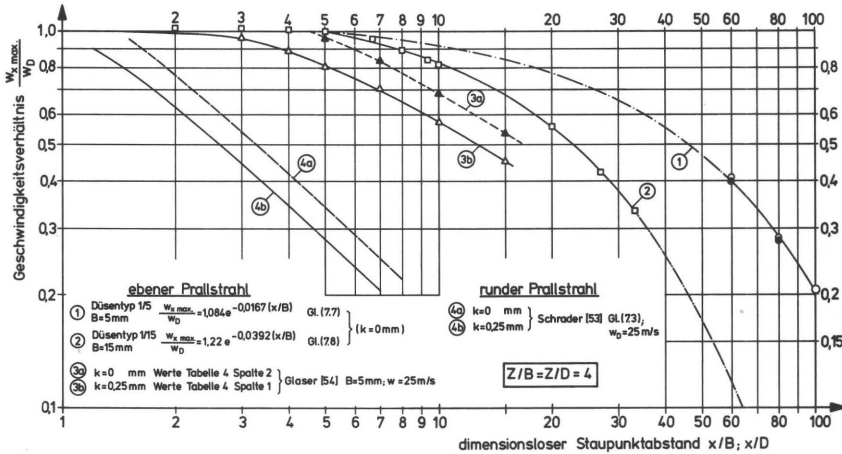


Bild 7.6: Vergleich der maximalen Geschwindigkeit $w_{x\max}$ im Gebiet der verzögerten Strömung für runde und ebene Prallstrahlen bei einem Plattenabstand von $Z/D = Z/B = 4$ und bei mittlerem Korndurchmesser von $k = 0$ bzw. 0,25 mm. (Eigene Meßwerte auf Kurven 1 und 2 stammen zum größten Teil aus Meßwerten nach Bild 7.2 und 7.3.)

Betrachtet man zuerst die Kurven 3a und 3b – Glaser [54] – für den ebenen Prallstrahl, sowie die Kurven 4a und 4b – Schrader [53] – für den runden Prallstrahl, wo in beiden Versuchen eine weitgehend ähnliche geometrische Anordnung und ähnliche experimentelle Bedingungen vorlagen, so stellt man fest, daß das Geschwindigkeitsverhältnis $w_{x\max}/w_D$ in einem großen Bereich für den Fall des ebenen Prallstrahles erheblich höhere Werte bei gleichen x/B - bzw. x/D -Abständen aufweist. Da der Fall $k = 0$ mm weder von Schrader [53] noch von Glaser [54] echt gemessen wurde, sind die Kurven 4a und 3a gestrichelt gezeichnet. Die $w_{x\max}/w_D$ -Werte nach den Kurven 4a und 3a liegen, wie vorstehend behandelt wurde, jeweils um einen konstanten Betrag, der durch das Korrekturglied der Oberflächenrauigkeit nach Gl. (7.3) gegeben ist, höher als jene, die für einen mittleren Korndurchmesser $k = 0,25$ mm (Kurven 4b und 3b) gültig sind. Der Abfall von $w_{x\max}/w_D$ in Abhängigkeit von x/D für den runden Prallstrahl ist nach Schraders Gleichung (7.3) so stark, daß beispielsweise für einen Abstand von $x/D = 7$ nach Kurve 4b die maximale Geschwindigkeit $w_{x\max}$ nur noch ca. 20 % der Düsenaustrittsgeschwindigkeit w_D aufweist, während sie für den ebenen Prallstrahl nach Glaser für den gleichen

Abstand von $x/B = 7$ nach Kurve 3b immerhin noch ca. 70% der Düsenaustrittsgeschwindigkeit beträgt.

Diese Tatsache ist im Hinblick auf die Größe der örtlichen Wärmeübergangszahl von Wichtigkeit. Da der örtliche Wärmeübergang in erster Linie auch von der Geschwindigkeit an der betrachteten Stelle abhängig ist, kann erwartet werden, daß die örtlichen Wärmeübergangszahlen unter sonst gleichen Bedingungen ab einem gewissen dimensionslosen Staupunktabstand bei ebenen Prallstrahlen höher liegen müssen. Bei dieser Betrachtung darf man nicht außer acht lassen, daß der Wärmeübergang auf der anderen Seite bekanntlich etwa umgekehrt proportional der Grenzschichtdicke δ ist. Wie anhand der Gleichungen (7.4) und (7.5) bereits erörtert wurde, liegt die Grenzschichtdicke δ_0 im Staupunkt im Falle des ebenen Prallstrahles nach der Theorie 23% höher. Die vergleichsweise dickere Grenzschicht bedingt eine niedrigere Wärmeübergangszahl im Staupunkt gegenüber dem Fall des runden Prallstrahles. Auf die Tatsache, daß der Wärmeübergang im Staupunkt eines ebenen Prallstrahles niedriger ist als beim runden Prallstrahl, wurde im Abschnitt 4 hingewiesen. Im Gebiet der verzögerten Strömung sind bezüglich der Dicke der Grenzschicht ähnliche Ergebnisse wie im Staupunkt zu erwarten, d. h., die Grenzschichtdicke dürfte für die zweidimensionale Strömung bei sonst gleichen Bedingungen stärker sein. Daher ist zu erwarten, daß die Wärmeübergangszahl nicht in dem Maße höher liegt, wie allein die relativ sehr hohe Geschwindigkeit für den zweidimensionalen Fall erwarten läßt.

Der vergleichsweise höheren Maximalgeschwindigkeit des zweidimensionalen Wandstrahles, welche eine relativ höhere Wärmeübergangszahl bewirken würde, steht die größere Grenzschichtdicke gegenüber, die den Wärmeübergang verkleinert. Durch diese gegenseitige Beeinflussung der Wärmeübergangszahl ist es schwierig, allein aufgrund der Strömungsvorgänge vergleichende Aussagen über die Wärmeübergangsverhältnisse in zweidimensionalen und rotationssymmetrischen Wandstrahlen zu treffen. Aufgrund der bisherigen Betrachtungen darf aber erwartet werden, daß bei nahezu ähnlichen geometrischen Anordnungen und gleichen Versuchsbedingungen der örtliche Wärmeübergang im Staupunktbereich und bei nicht zu großen dimensionslosen Staupunktabständen im Falle des zweidimensionalen Wandstrahles wegen der größeren Grenzschichtdicke niedriger liegen muß. An einem gewissen dimensionslosen Staupunktabstand müßte sich aber die vergleichsweise höhere $w_{x\max}$ des zweidimensionalen Wandstrahles auf den örtlichen Wärmeübergang derart auswirken, daß die an dieser Stelle allein durch die dickere Grenzschicht verursachte Verschlechterung gegenüber der Wärmeübergangszahl des rotationssymmetrischen Wandstrahles gerade noch kompensiert wird, d. h., für beide Fälle müßten dann gleiche örtliche Wärmeübergangszahlen vorkommen. Nach Überschreiten dieses gewissen Staupunktabstandes müßten dann wegen des stärker überwiegenden Einflusses der maximalen Geschwindigkeit des ebenen Wandstrahles die örtlichen Wärmeübergangszahlen bei gleichen Staupunktabständen höher liegen als diejenigen beim rotationssymmetrischen Wandstrahl. Beispielsweise für $x/B = x/D = 7$, wo $w_{x\max}$ nach Bild 7.6 rund um einen Faktor 3,4 höher liegt, kann mit Sicherheit erwartet werden, daß die Wärmeübergangszahl an dieser Stelle höher ist als beim rotationssymmetrischen Wandstrahl.

Für das Geschwindigkeitsverhältnis $w_{x\max}/w_D$ bei eigenen Untersuchungen konnten aus verschiedenen Meßwerten, die zum größten Teil aus den Bildern 7.2 und 7.3 zu entnehmen sind, Beziehungen aufgestellt werden, die nur für einen Plattenabstand $Z/B = 4$ und $x/B \geq 5$ gültig sind. Für den Düsentyp 1/5 mit $B = 5$ mm ergab sich

$$\frac{w_{x\max}}{w_D} = 1,084 e^{-0,0167(x/B)} \quad (7.7)$$

und für den Düsentyp 1/15 mit $B = 15$ erhielt man

$$\frac{w_{x\max}}{w_D} = 1,22 e^{-0,0392(x/B)} \quad (7.8)$$

wobei die größte Abweichung der einzelnen Meßwerte in beiden Fällen unter $\pm 1,5\%$ liegen (vgl. auch Bild 7.9). Die Abnahme des Geschwindigkeitsverhältnisses mit dem dimensionslosen Staupunktabstand erfolgt also für die hier eingesetzten Profildüsen nach einer e-Funktion, wobei im Gegensatz zu Schraders Gleichung (7.3) eine starke Abhängigkeit von der Düsenbreite B sich bemerkbar macht. Die Kurven 1 und 2 in Bild 7.6 entsprechen der Gleichung (7.7) bzw. (7.8). Die Meßwerte, die zur Aufstellung der beiden Gleichungen benutzt wurden, sind ebenfalls eingezeichnet. Da für das Bild (7.6) aus praktischen Gründen eine doppeltlogarithmische Darstellungsweise gewählt wurde, ergaben die beiden e-Funktionen gekrümmte Linien. Die Kurven 1 und 2 in Bild 7.6 sind in ihrem strengen Gültigkeitsbereich nach Meßpunkten voll ausgezogen. Für einen dimensionslosen Abstand von $x/B = 5$ erhält man nach beiden Gleichungen annähernd einen Wert von $w_{x\max}/w_D = 1$. Für den Düsentyp 1/15 sind in einem Bereich von $x/B = 2$ bis 33,3 Meßwerte vorhanden (vgl. Kurve 2). Danach ist gesichert, daß in einem Bereich von $x/B = 2$ bis 5 das Verhältnis $w_{x\max}/w_D \approx 1$ ist. Obwohl für den Düsentyp 1/5 keine Messungen in diesem Bereich existieren, darf erwartet werden, daß auch für diesen Fall $w_{x\max}/w_D \approx 1$ ist. Mit anderen Worten dürfte zulässig sein, den Gültigkeitsbereich der beiden Gleichungen (7.7) und (7.8) von $x/B = 5$ bis 100 auszudehnen. Die verzögerte Strömung setzt also bei den vorliegenden ebenen Prallstrahlen erst ab einem verhältnismäßig großen dimensionslosen Staupunktabstand von $x/B = 5$ ein. Die Kurven 1 und 2 gelten für eine glatte Wand ($k \approx 0$ mm). Die extrapolierte Kurve 3a nach Glaser, die für $k = 0$ mm gilt, ergibt ebenfalls bei einem nahezu gleich großen Abstand ($x/B \approx 4,5$) einen Wert von eins für $w_{x\max}/w_D$. Nach Schrader [53] setzt die verzögerte Strömung bei runden Prallstrahlen für

$$\frac{x}{D} > \frac{x_g}{D} = 1,09 \left(\frac{D}{Z} \right)^{0,034} \quad (\text{für } k = 0,35 \text{ mm}) \quad (7.9)$$

ein. Mit $Z/D = 4$ erhält man nach Gl. (7.9) einen Grenzwert von $x_g/D = 1,04$, der im Falle $k = 0$ mm (vgl. Kurve 4a Bild 7.3) ungefähr einen Wert von $x_g/D = 1,4$ annehmen dürfte. Aus diesen Betrachtungen geht hervor, daß erstens der Abstand x_g vom Staupunkt, von dem an die verzögerte Strömung einsetzt, von der Oberflächenrauigkeit abhängig ist, und zwar x_g mit abnehmender Rauigkeit zunimmt¹⁾ und

¹⁾ Im Gegensatz dazu schreibt Schrader [53, S. 19] in diesem Zusammenhang, daß x_g etwas kleiner wird. Dies dürfte aber eindeutig auf einem Versehen beruhen, da nach Bild 25 (dort auf S. 19) und nach seiner Gl. 38 (hier Gl. 7.3) das Gegenteil der Fall ist.

zweitens dieser Grenzabstand x_g zumindest bei glatten Oberflächen im Falle eines ebenen Prallstrahles gegenüber einem runden Prallstrahl um einen Faktor 3 bis 4 größer ist.

Vergleicht man nun die Ergebnisse bei glatten Oberflächen ($k \approx 0$ mm) für ebene Prallstrahlen (Kurve 1, 2 und 3a), so stellt man fest, daß das Geschwindigkeitsverhältnis $w_{x_{\max}}/w_D$ im Gebiet der verzögerten Strömung bei den hier eingesetzten Profildüsen durchweg höhere Werte gegenüber den Werten nach Glaser (Kurve 3a) aufweisen. Insbesondere ein Vergleich zwischen den Kurven 1 und 3a, welche in beiden Fällen zufällig für $B = 5$ mm gültig sind, verdeutlicht, daß mit zunehmendem Abstand x/B – jedenfalls bis $x/B = 15$ – beide Kurven stark auseinandergehen. Für einen Abstand von beispielsweise $x/B = 15$ beträgt nach Kurve 1 (Gl. 7.7) $w_{x_{\max}}/w_D = 0,844$. Nach Kurve 3a (vgl. auch Tabelle 4) ist das Geschwindigkeitsverhältnis bereits auf einen Wert von $w_{x_{\max}}/w_D = 0,537$ gesunken. Die relativ höheren $w_{x_{\max}}/w_D$ -Werte für vergleichbare x/B -Abstände bei eigenen Ergebnissen sind mit großer Wahrscheinlichkeit auf die geringere Turbulenz im vorliegenden Fall zurückzuführen. Bereits im Abschnitt 6.1 wurde im Zusammenhang mit Freistrahluersuchungen darauf hingewiesen, daß die maximale Geschwindigkeit $w_{x_{\max}}$ um so größer sein müßte, je geringer die Strahlerturbulenz ist. Wie gering die Strahlerturbulenz der hier eingesetzten Profildüsen ist, wurde im Abschnitt 6.3 gezeigt. Obwohl bei Glaser keine Angaben über die Turbulenzverhältnisse zu finden sind, ist zu vermuten, daß der ebene Strahl dort turbulenter war, weil keine besonderen Maßnahmen zur Turbulenzverringertung vorgesehen wurden.

Die mittels Bild 7.3 diskutierten Ergebnisse sind im Hinblick auf den Wärme- und Stoffübergang auf einer Prallwand und damit im Hinblick auf die Auslegung und Optimierung eines Prallstrahlertrockners von großer Bedeutung. Die wichtigsten Ergebnisse sollen daher wiederholt werden:

Die Strömungsvorgänge sind zwar sowohl für ebene als auch für runde Prallstrahlen prinzipiell ähnlich, die absoluten Werte des Geschwindigkeitsverhältnisses $w_{x_{\max}}/w_D$ entlang der überströmten Oberfläche sind jedoch gänzlich verschieden. Ferner spielt in beiden Fällen die Oberflächenrauhtigkeit und die Freistrahlturbulenz eine nicht untergeordnete Rolle. Da der Wärme- bzw. Stoffübergang stark mit diesen Strömungsvorgängen gekoppelt ist, sind bei einer praktischen Anwendung der Wärme- bzw. Stoffübergangsergebnisse von verschiedenen Autoren die Versuchsbedingungen bezüglich der Oberflächenrauhtigkeit und der Turbulenz des Strahles unbedingt zu berücksichtigen. Der Vergleich zwischen dem runden und ebenen Prallstrahl läßt erwarten, daß beim ebenen Prallstrahl bei verhältnismäßig großen dimensionslosen Staupunktabständen, wegen der relativ sehr großen maximalen Geschwindigkeit, die mittleren Wärmeübergangszahlen bei sonst gleichen Bedingungen größer ausfallen. Da durch geringe Turbulenz im Strahl höchstwahrscheinlich $w_{x_{\max}}$ ebenfalls relativ größer wird, sind auch für diesen Fall bei größeren x/B -Abständen größere mittlere Wärmeübergangszahlen zu erwarten.

Die Geschwindigkeitsprofile können wegen der geringen Abmessung der Grenzschichtdicke nicht ohne weiteres bei verhältnismäßig kleineren Staupunktabständen – insbesondere in der Nähe des Staupunktes – gemessen werden. Daher ist der Verlauf des statischen Druckes entlang der Oberfläche von Interesse, aus dem man

eine theoretische Geschwindigkeit w_{xth} am Rande der Grenzschicht errechnen kann. Für den Düsentyp 1/15 bei einem Plattenabstand von $Z/B = 4$ und $w_D = 46,7$ m/s ist der gemessene Verlauf des statischen Druckes $P - P_u$, bezogen auf den dynamischen Druck P_{Ddyn} am Düsenaustritt, aus Bild 7.7 zu entnehmen. P_u bedeutet dabei Umgebungsdruck. Vom Staupunkt aus nimmt der statische Druck längs der Oberfläche sehr schnell ab und erreicht bei einem dimensionslosen Staupunkt-Abstand von $x/B = 2,6$ annähernd den Umgebungsdruck. Weiter stromab steigt der Druck wieder geringfügig an und erreicht bei $x/B = 2,8$ ein Maximum, fällt dann aber allmählich wieder ab. Unter der Voraussetzung eines konstanten Gesamtdruckes in der Grenzschicht, was in Wirklichkeit (insbesondere im Staupunktbereich) nur annähernd zutreffen wird, kann mit Hilfe der Bernoullischen Gleichung in der inkompressiblen Form die Geschwindigkeit w_{xth} am Rande der Grenzschicht aus der Verteilung des statischen Druckverlaufes zu

$$\frac{w_{xth}}{w_D} = \sqrt{1 - \frac{P - P_u}{P_{Ddyn}}} \quad (7.10)$$

errechnet werden. Der Verlauf von w_{xth}/w_D entlang der Oberfläche ist in Bild 7.7 gestrichelt aufgezeichnet. Danach steigt die Geschwindigkeit w_{xth} beginnend mit dem Wert Null im Staupunkt entlang der Oberfläche fast linear bis zu einem Abstand von $x/B = 1$ an. Im weiteren Verlauf geht sie asymptotisch auf den Wert $w_{xth}/w_D = 1$ bei ca. $x/B = 2,6$ über. Das Verhältnis w_{xth}/w_D bleibt dann unabhängig vom Abstand x/B konstant etwa auf einem Wert von eins. Der Verlauf von w_{xth}/w_D über x/B in einem Bereich von $x/B = 0$ bis 5 dürfte dem echten Geschwindigkeitsverlauf w_{xmax}/w_D in diesem Bereich sehr nahe kommen.

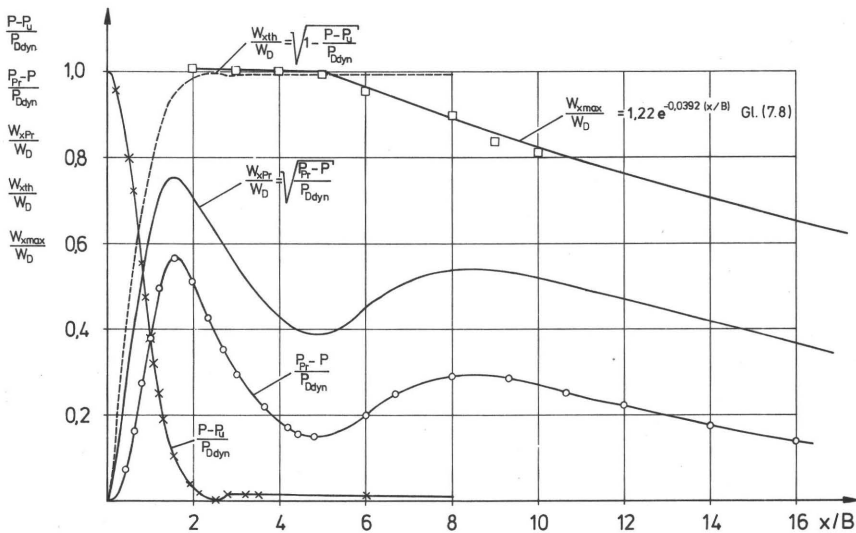


Bild 7.7: Druck- und Geschwindigkeitsverläufe in Abhängigkeit vom dimensionslosen Staupunkt-Abstand x/B für den Düsentyp 1/15 mit $B = 15$ mm, $Z/B = 4$, $w_D = 47,4$ m/s.

Bei der wirklichen Strömung setzt aber, wie man bereits vom Bild 7.6 weiß, die verzögerte Strömung für $x/B > 5$ ein, dessen gemessener Verlauf in Bild 7.7 mit Meßpunkten zusammen aufgezeichnet wurde (Gl. 7.8). Mit dem Verlauf von w_{xth}/w_D im Bereich $x/B = 0$ bis 5, der übrigens im Bereich $x/B = 2$ bis 5 auch mit den w_{xmax}/w_D -Meßwerten gute Übereinstimmung aufweist, und mit dem Verlauf von w_{xmax}/w_D im Bereich von $x/B = 5$ bis 33,3 (vgl. auch Bild 7.6) wurde der Verlauf der maximalen Geschwindigkeit entlang der gesamten Oberfläche für den Fall $Z/B = 4$ und Düsentyp 1/15 erfaßt. Es erhebt sich nun die Frage, wie weit die maximale Geschwindigkeit w_{xmax} den Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahl mit beeinflußt. Der örtliche Wärmeübergang ist unter anderem auch von der Form des Geschwindigkeitsprofils an der betrachteten Stelle abhängig. Hier geht es nicht in erster Linie um die Frage, ob an einer bestimmten Stelle typisch laminare oder turbulente Geschwindigkeitsprofile vorliegen, vielmehr um die Tatsache, daß bei Prallstrahlen überhaupt verschiedene Formen von Geschwindigkeitsprofilen entlang der Prallwand zu erwarten sind.

Im wandnahen Bereich der Grenzschicht, wo die Geschwindigkeit w_x streng linear mit Abstand z ansteigt (bei turbulenten Geschwindigkeitsprofilen die sogenannte laminare Unterschicht, vgl. auch Abschnitt 5.2.4) wird der Wärmeübergang in erster Linie von der dort wirksamen Geschwindigkeit und damit natürlich auch indirekt von der Größe der maximalen Geschwindigkeit w_{xmax} beeinflusst. Ein direkter Einfluß der maximalen Geschwindigkeit w_{xmax} auf den Wärmeübergang ist in jenen x/B -Bereichen zu erwarten, in denen die Geschwindigkeitsprofile zueinander ähnlich sind.

Zu Beginn dieses Abschnittes wurde erwähnt, daß die Staudruckmessungen nach der Prestonrohrmethode zur Klärung der Strömungsvorgänge in der wandnahen Grenz-

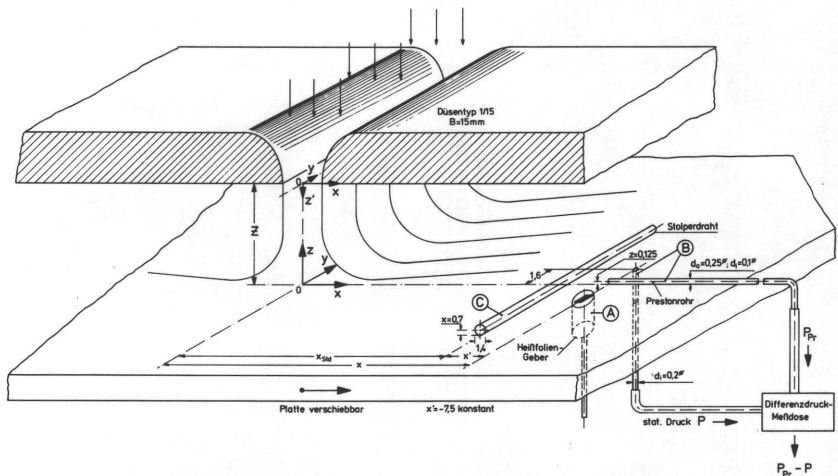


Bild 7.8: Schema der verschiedenen Meßanordnungen zur Messung der Wärmeübergangszahl und des Druckes. Meßanordnung 1) = B (nur Prestonrohrmethode). Meßanordnung 2) = A (nur Heißfoliengeber, $y = 0$). Meßanordnung 3) = C+B (Stolperdraht+Prestonrohrmethode). Meßanordnung 4) = C+A (Stolperdraht+Heißfoliengeber allein). Meßanordnung 5) = A+B (Prestonrohrmethode und Heißfoliengeber zusammen). Meßanordnung 6) = A+B+C.

schicht und damit zur Klärung des Verlaufes der örtlichen Wärmeübergangszahl herangezogen werden soll. Die Messungen nach der Prestonrohrmethode wurden mit einer Kanüle von 0,25 mm Außendurchmesser vorgenommen, welche auf die Prallwand gelegt wurde. Dabei lag ihre Öffnung an der Stirnseite gegen die Strömungsrichtung. In einem Abstand von 1,6 mm von der Mittellinie des Prestonrohres befand sich eine kleine Bohrung auf der Prallwand (0,20 mm ϕ), die zur Messung des statischen Druckes diente. Auf die Messung des statischen Druckes hatte das Prestonrohr dabei keinen Einfluß. Die Meßanordnung ist aus dem Bild 7.8 zu sehen, wobei in der Bildunterschrift die mit Meßanordnung 1 bezeichnete Variante für die folgenden Betrachtungen gültig ist. Auf die Meßanordnungen 2 bis 6 wird später eingegangen.

Gemessen wurde ein örtlicher Staudruck ($P_{Pr}-P$) als Differenz zwischen dem Gesamtdruck P_{Pr} des Prestonrohres und dem Druck P auf der Oberfläche. Dieser Staudruck ist nach Bild 7.8 in einer konstanten Höhe von $z = 0,125$ mm über die Wand wirksam. Der Verlauf von $(P_{Pr}-P)/P_{Ddyn}$ sowie einer Prestonrohrgeschwindigkeit w_{xPr} bezogen auf w_D , in Abhängigkeit von x/B ist in Bild 7.7 ebenfalls aufgezeichnet. Dabei ist

$$\frac{w_{xPr}}{w_D} = \sqrt{\frac{P_{Pr}-P}{P_{Ddyn}}} \quad (7.11)$$

und stellt einfach das Verhältnis einer willkürlich in $z = 0,125$ mm Höhe über die Wand gemessenen wandparallelen Geschwindigkeit zur Düsenaustrittsgeschwindigkeit dar. Wie in Abschnitt 5.2 und 5.3 unter Hinweis auf die Literaturstellen [117], [118], [119], [113], [123] erwähnt wurde, ist der Staudruck $P_{Pr}-P$ proportional der Wandschubspannung, deren Absolutwerte hier wegen der bereits im Abschnitt 5.3 geäußerten Zweifel nicht weiter interessieren sollen. Der Verlauf von $(P_{Pr}-P)/P_{Ddyn}$ in Bild 7.7 ist nur qualitativ mit dem Verlauf der Wandschubspannung vergleichbar. Betrachtet man den Verlauf des Staudruckes oder des Geschwindigkeitsverhältnisses w_{xPr}/w_D entlang der Oberfläche, so kann folgende Verhaltensweise festgehalten werden: Beginnend mit einem Wert Null im Staupunkt macht sich zuerst ein Anstieg bis zu einem relativen Maximum bei $x/B = 1,6$ bemerkbar, dem ein Abfall bis zu einem relativen Maximum bei $x/B \approx 4,8$ und ein erneuter Anstieg bis zu einem Abstand von $x/B \approx 8$ und das Erreichen eines zweiten relativen Maximums folgt, wonach schließlich die Kurven stetig abfallen.

Vergleicht man die Kurvenverläufe w_{xmax}/w_D und w_{xPr}/w_D miteinander, so sieht man eindeutig, daß in einem Bereich von $x/B = 1,5$ bis 10 in der wandnahen Grenzschicht größere Veränderungen auftreten. Obwohl die maximale Geschwindigkeit etwa im Bereich $x/B = 2$ bis 5 konstant bleibt, ist – wahrscheinlich wegen der wachsenden Grenzschichtdicke – eine Verzögerung der Strömung im wandnahen Bereich der Grenzschicht auffällig, die bereits ab $x/B = 1,6$ einsetzt und bei $x/B = 4,6$ praktisch aufhört. Ab einem dimensionslosen Staupunktabstand $x/B = 5$ setzt die verzögerte Strömung ein, die sich durch ein ständiges Abfallen der maximalen Geschwindigkeit w_{xmax} kennzeichnet. Die Strömung im wandnahen Bereich der Grenzschicht folgt aber diesem Abfall von w_{xmax} zunächst noch nicht, sondern sie erfährt im Gegenteil eine Beschleunigung, welche bis zu einem Abstand

von $x/B = 8$ anhält, bei dem ein Maximum erreicht wird. Erst nach Überschreiten eines Abstandes von $x/B = 8$ tritt eine Verzögerung der Strömung in wandnahen Schichten ein, die offensichtlich durch die fortwährend abnehmende maximale Geschwindigkeit $w_{x\max}$ am Rande der Grenzschicht zustande kommt. Nach diesen Ausführungen wird deutlich, daß in einem Bereich $x/B = 1,5$ bis 10 die Geschwindigkeitsprofile sich stark ändern. Es ist zu vermuten, daß die im Staupunktbereich stets vorhandene laminare Grenzschicht für den vorliegenden Fall in einem kritischen Bereich von $x/B = 1,5$ bis 10 ihren strengen laminaren Charakter mit wachsendem x/B mehr und mehr verliert und turbulenter wird. Einige qualitative Messungen des Turbulenzverlaufes entlang der Oberfläche in unmittelbarer Wandnähe zeigten (dies sei ohne Wiedergabe der Meßergebnisse mitgeteilt), daß die Turbulenz für den vorliegenden Fall in unmittelbarer Nähe des Staupunktes zuerst konstant bleibt, mit wachsendem x/B aber allmählich ansteigt und in einem Abstand von $x/B \approx 5,7$ ein flaches Maximum erreicht. Die Beschleunigung der Strömung in Wandnähe im Bereich von $x/B = 5$ bis 8 ist daher offenbar auf den turbulenten Impulsaustausch zurückzuführen. Wie später gezeigt wird, beeinflussen die Strömungsvorgänge in der wandnahen Grenzschicht, insbesondere im Bereich von $x/B = 1,5$ bis 10, den Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahl fast ausschließlich. Der charakteristische Verlauf von w_{xPr}/w_D im Bereich von $x/B = 1,5$ bis 10 war nur dank des ausgesprochen kleinen Außendurchmessers der als Prestonrohr eingesetzten Kanüle festzustellen. Unter gleichen Bedingungen brachte beispielsweise eine dickere Kanüle von 0,6 mm Außendurchmesser praktisch unbrauchbare Ergebnisse, weil das Minimum bei $x/B = 5$ kaum wahrgenommen wurde, sondern ein flacher, nahezu stetiger Abfall für $x/B > 2$ sich abzeichnete. Man muß also bei der Anwendung der Prestonrohrmethode in kritischen Strömungen, wie ein Wandstrahl zweifellos eine solche darstellt, kleinstmögliche Rohrdurchmesser wählen. Mit einem Durchmesser von 0,25 mm für die endgültigen Messungen lag man aber bereits an der unteren Grenze der technischen Möglichkeiten und der speziellen Anwendung einer Metallkanüle, deren gegen die Strömung gerichtete Stirnfläche noch dazu nach Angaben in [113] plangedreht und entgratet werden mußte. Wie im folgenden gezeigt wird, ist sogar ein Durchmesser von 0,25 mm zu groß für bestimmte Fälle.

Anhand des Bildes 7.2 war festgestellt worden, daß die Geschwindigkeitsprofile an gleichen Staupunktabständen bei veränderlicher Düsenaustrittsgeschwindigkeit sich nur geringfügig voneinander unterscheiden, wobei auch die Grenzschichtdicke unabhängig von w_D ist. Man kann daher von einer Affinität der Geschwindigkeitsprofile sprechen. Sie decken sich besonders im wandnahen Bereich bei verschiedenen w_D -Werten fast völlig. Danach muß erwartet werden, daß die mittels eines Prestonrohres gemessene Geschwindigkeit w_{xPr} , bezogen auf w_D , bei veränderlicher Düsenaustrittsgeschwindigkeit nahezu konstant bleibt. In Bild 7.9 sind für den Düsentyp 1/15 bei $Z/B = 4$ verschiedene Prestonrohrmessungen mit der Düsenaustrittsgeschwindigkeit als Parameter zusammengestellt. Zum Vergleich sind $w_{x\max}/w_D$ -Werte des Düsentyps 1/15, die zur Gl. (7.8) geführt haben, sowie die des Düsentyps 1/5, aus denen Gl. (7.7) aufgestellt wurde, noch einmal mit aufgezeichnet. Daß diese beiden Gleichungen die Meßwerte in ihrem Gültigkeitsbereich sehr genau beschreiben, wird bei der semi-logarithmischen Darstellung besonders deutlich.

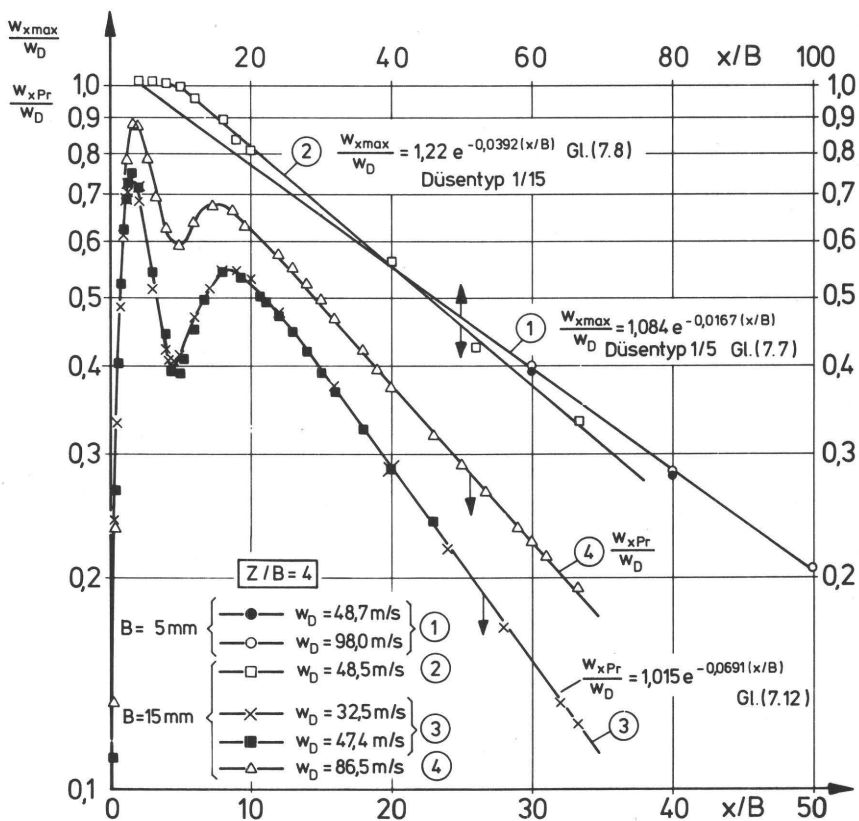


Bild 7.9: Geschwindigkeitsverläufe in Abhängigkeit vom dimensionslosen Staupunktabstand x/B bei verschiedenen Düsenaustrittsgeschwindigkeiten w_D für $Z/B = 4$. (Für Düsenty 1/5 – Kurve 1 – gilt als x/B die obere Abszisse.)

Man sieht hier, wie auch aus dem Bild 7.2 entnommen werden konnte, daß eine Änderung der Düsenaustrittsgeschwindigkeit (vgl. Meßwerte zu Kurve 1) einen geringfügigen, innerhalb der Meßgenauigkeit praktisch vernachlässigbaren Einfluß auf das Verhältnis $w_{x\max}/w_D$ ausübt. Die Kurven 3 und 4, die den Verlauf von w_{xPr}/w_D bei verschiedenen Düsenaustrittsgeschwindigkeiten darstellen, zeigen dagegen, daß sich die Meßwerte nur bei kleineren Düsenaustrittsgeschwindigkeiten (Kurve 3) über den gesamten x/B -Bereich sehr gut decken. Bei einer Düsenaustrittsgeschwindigkeit von beispielsweise $w_D = 86,5 \text{ m/s}$ (Kurve 4) ist die Abmessung des Prestonrohres mit $d_A = 0,25 \text{ mm}$ bereits zu groß. In diesem Fall wird eine Geschwindigkeit gemessen, die vermutlich nicht mehr im linearen Bereich der Geschwindigkeitsprofile liegt, sondern im Übergangsbereich. Daher wird eine höhere Geschwindigkeit w_D für den Bereich $x/B > 2$ angezeigt. Die Kurven 3 und 4 sind in diesem Bereich auch mit einem konstanten Faktor nicht zur Deckung zu bringen, obwohl Maximum- und Minimum-Werte für beide Kurven fast bei gleichen x/B -Abständen vorkommen. Die zur Kurve 4 gehörigen Meßwerte stellen keine Fehl-

messungen dar. Die Geschwindigkeit w_{xPr} ist aber in diesem Fall eine höchst willkürliche Geschwindigkeit, welche einer plausiblen Gesetzmäßigkeit nicht folgt. Eine eindeutige Gesetzmäßigkeit ist für den vorliegenden speziellen Fall unterhalb einer Düsenaustrittsgeschwindigkeit $w_D = 50 \text{ m/s}$ (Kurve 3) gewährleistet, die durch die Beziehung

$$\frac{w_{xPr}}{w_D} = 1,015 e^{-0,0691 (x/B)} \quad (7.12)$$

in einem Bereich von $x/B = 12$ bis $33,3$ die Meßwerte mit guter Genauigkeit wiedergibt. Die Gl. (7.12) gilt natürlich nur für einen Prestonrohrdurchmesser von $0,25 \text{ mm}$, also dementsprechend für w_{xPr} bei $z = 0,125 \text{ mm}$, ferner nur für den Düsentyp 1/15 bei $Z/B = 4$.

Die bisherigen Betrachtungen galten für einen Plattenabstand von $Z/B = 4$. Wie sich die Strömungsvorgänge bei anderen Plattenabständen ändern, ist aus den Bildern 7.10 und 7.11 zu sehen. Vergleicht man Bild 7.10 für einen Plattenabstand von $Z/B = 1,33$ mit Bild 7.7, welches für $Z/B = 4$ gilt, so sieht man generell keine großen Unterschiede. Der statische Druckverlauf entlang der Oberfläche ist für $Z/B = 1,33$ etwas ausgeprägter. Ein Unterdruckgebiet macht sich in einem Bereich von $x/B = 1,8$ bis 12 bemerkbar, wobei der Unterdruck im Bereich von $x/B = 2,5$ bis 4 zunächst konstant bleibt. Weiter stromab steigt der Druck allmählich an und erreicht bei etwa $x/B = 12$ bis 14 wieder den Umgebungsdruck P_u . Entsprechend dem statischen Druckverlauf erfährt die Strömung eine geringfügige Beschleunigung (vgl. Kurvenverlauf von w_{xth}/w_D) im Bereich $x/B = 1,8$ bis $2,5$. Da für diesen Platten-

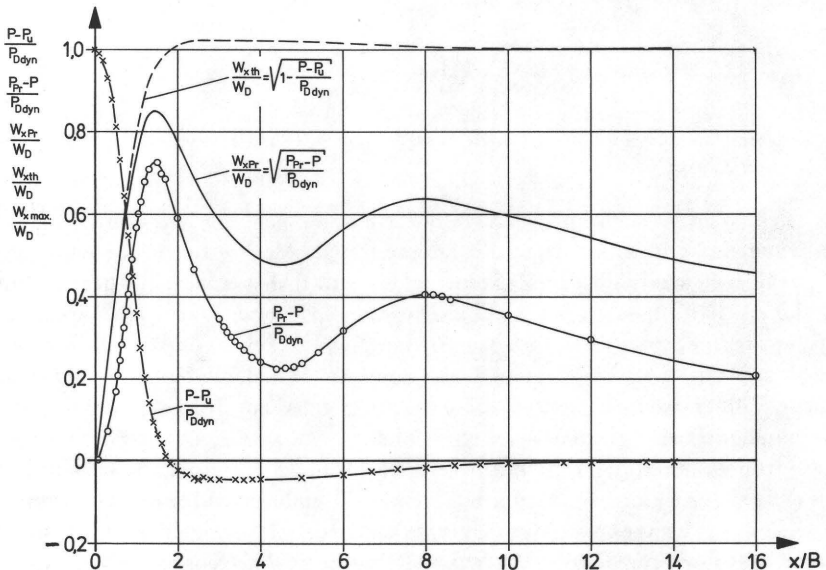


Bild 7.10: Druck- und Geschwindigkeitsverläufe in Abhängigkeit vom dimensionslosen Staupunkt-abstand x/B für den Düsentyp 1/15 mit $B = 15 \text{ mm}$, $Z/B = 1,33$, $w_D = 46,5 \text{ m/s}$.

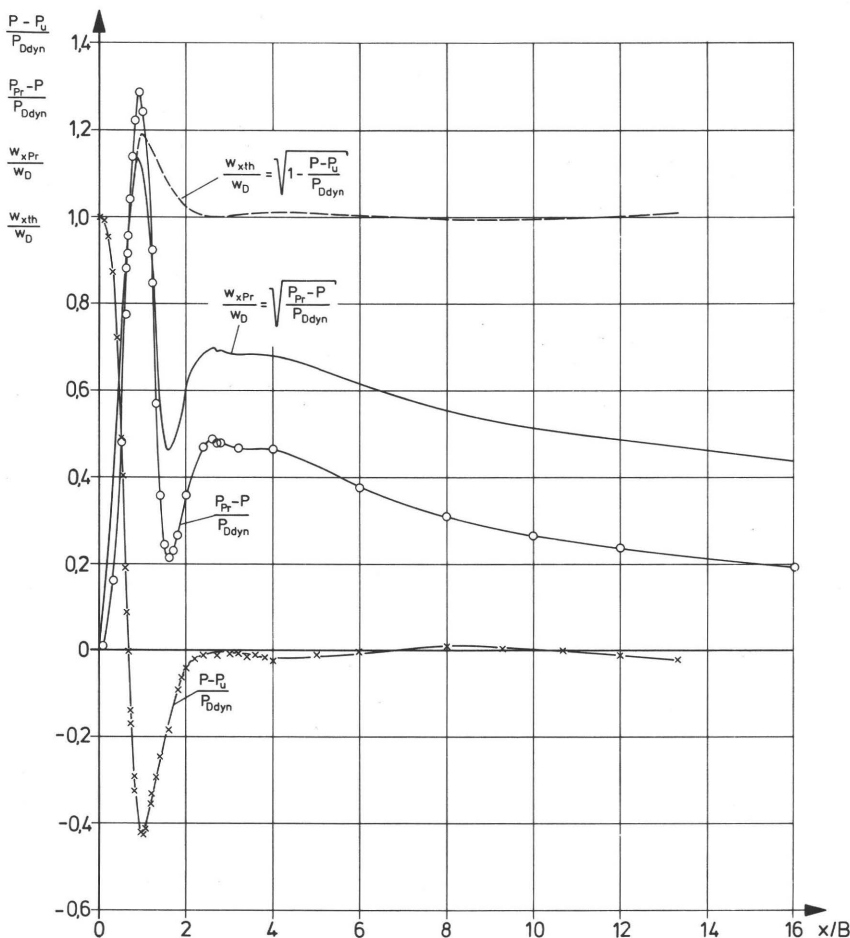


Bild 7.11: Druck- und Geschwindigkeitsverläufe in Abhängigkeit vom dimensionslosen Staupunkt-
abstand x/B für den Düsentyp 1/15 mit $B = 15$ mm, $Z/B = 1/3$, $w_D = 46,8$ m/s (im Freistrahlgemessen).

abstand die Geschwindigkeitsprofile nicht gemessen wurden, ist nicht bekannt, ab welchem x/B -Abstand die verzögerte Strömung einsetzt. Jedenfalls ist aber zu erwarten, daß für $x/B \gtrsim 1,8$ zunächst die maximale Geschwindigkeit $w_{x\max}$ größer ist als w_D , so lange die verzögerte Strömung noch nicht begonnen hat.

Die Prestonrohrmessungen, die auch hier nach Meßanordnung 1) in Bild 7.8 durchgeführt wurden, bestätigen die Ergebnisse von Bild 7.7. Die w_{xPr}/w_D -Werte liegen hier allerdings fast im gesamten x/B -Bereich etwas höher. Größere Veränderungen in Druck- und Geschwindigkeitsverläufen sind bei sehr kleinen Plattenabständen ($Z/B \leq 1/2$) festzustellen. Bild 7.11 zeigt die Verhältnisse wieder für Düsentyp 1/15 mit $Z/B = 1/3$ und mit $w_D = 46,8$ m/s, wobei w_D im Freistrahlgemessen wurde. Die Messung nach der Prestonrohrmethode erfolgte wiederum nach Meßanordnung 1) in Bild 7.8.

Vom Staupunkt ab nimmt der statische Druck längs der Oberfläche sehr schnell ab und erreicht bei einem kurzen Abstand von $x/B = 0,7$ bereits den Umgebungsdruck P_u . Bis zu einem Abstand von $x/B = 1$ fällt der Druck weiter ab, erreicht dort ein Minimum mit einem relativ hohen Unterdruckverhältnis von ca. $(P - P_u)/P_{Ddyn} = -0,42$. Von da ab steigt der Druck verhältnismäßig rasch an und erreicht bei einem Abstand von $x/B = 2,6$ wieder den Umgebungsdruck. Weiter stromab pendelt der Druck geringfügig unter und über dem Umgebungsdruck. Aus dem entsprechenden Geschwindigkeitsverlauf w_{xth}/w_D ist zu entnehmen, daß bei $x/B = 1$ die theoretische Maximalgeschwindigkeit w_{xth} rund 20% über der Düsenaustrittsgeschwindigkeit liegt und damit eine starke Beschleunigung der Strömung stattfindet.

Der Verlauf des Geschwindigkeitsverhältnisses w_{xPr}/w_D entlang der Oberfläche bestätigt diese Verhaltensweise. Das erste Maximum wird für w_{xPr}/w_D bei einem Abstand von $x/B = 0,9$ erreicht. An dieser Stelle herrscht in einer Höhe von nur $z = 0,125$ mm von der Oberfläche eine wandparallele Geschwindigkeit w_{xPr} , die rund 13% höher ist als die Düsenaustrittsgeschwindigkeit w_D . Weiter stromabwärts durchläuft die Geschwindigkeit ein Minimum bei $x/B = 1,6$. Im Gegensatz dazu war bei größeren Plattenabständen (vgl. Bild 7.7 und 7.10) zufällig gerade bei $x/B \approx 1,6$ ein Maximum zu verzeichnen. Nach Durchlaufen des Maximums bei $x/B = 1,6$ im vorliegenden Fall wird die Strömung in Wandnähe wahrscheinlich durch den turbulenten Impulsaustausch wieder beschleunigt und erreicht bei $x/B = 2,6$ ein weiteres Maximum für w_{xPr}/w_D . Von da ab fällt die Geschwindigkeit wieder ab, steigt dann bei $x/B = 4$ geringfügig an und fällt schließlich stetig ab. Der fast unmerkliche Anstieg der Geschwindigkeit bei $x/B = 4$, der sich auch im statischen Druckverlauf an gleicher Stelle mit einem leichten Anstieg des Unterdruckes bemerkbar macht, ist auf einen Stoßkanteneffekt zurückzuführen. Beim bündigen Einbau des Düsentyps 1/15 in die Mitte der Bodenplatte des Düsenkastens (vgl. auch Bild 6.8) entstand an gleicher Stelle eine Stoßkante von einigen Zehntel Millimeter Höhe. Diese kleine Unebenheit beeinflusste geringfügig die Strömung, da bei dem geringen Plattenabstand eine Art Spaltströmung vorliegt. Die Strömung fließt in x-Richtung zwischen zwei festen Wänden, die im vorliegenden Fall in einem Abstand von $Z = 5$ mm parallel zueinander liegen. Die Bodenplatte des Düsenkastens war für Profildüsen in x-Richtung vom Staupunkt an 250 mm lang¹⁾. Die Prallwand war dagegen um ein vielfaches länger. Insofern liegt also bei so kleinen Abständen ($Z/B \leq 1/2$) aufgrund der Versuchsanordnung eine spezielle Prallströmung vor, die sich z. B. von der Prallströmung der Profildüse Typ 2/1,6 nach Bild 6.2 im Falle $Z/B \leq 1/2$ unterscheidet.

Die relativ stärkeren Änderungen der Geschwindigkeitsverläufe in Bild 7.11 gegenüber den Geschwindigkeitsverläufen bei größeren Plattenabständen (vgl. z. B. Bild 7.7 bzw. 7.10) ist auch unter dem Gesichtspunkt dieser speziellen Spaltströmung zu beurteilen. Ein Vergleich zwischen den Bildern 7.11 und 7.7 oder 7.10 zeigt, daß in beiden Fällen w_{xPr}/w_D -Verläufe die gleiche Tendenz aufweisen, aber mit dem Unterschied, daß die für die Strömung charakteristischen Maximum- und Minimumstellen bei unterschiedlichen x/B -Werten auftreten.

¹⁾ Für Profildüsen lag x-Richtung aus praktischen Gründen immer in Schnitt C-D nach Bild 6.8, d. h. die Düsenbreite B wäre im Gegensatz zu Mehrdüsenanordnungen im Schnitt C-D zu sehen.

7.2 Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahl längs der Prallwand für ebene Wandstrahlen

Die örtlichen Wärmeübergangszahlen wurden für Düsentyp 1 und 2 bei verschiedenen Düsenaustrittsgeschwindigkeiten w_D und Plattenabständen Z/B in einem Bereich für den Staupunktabstand von $x = 0$ bis 500 mm gemessen. Im Abschnitt 5.4 wurde über die Versuchsdurchführung ausführlich berichtet. Aus der Fülle der Messungen konnte man für alle Düsen folgende gemeinsamen Tendenzen hinsichtlich der Z/B - und w_D -Abhängigkeit des Verlaufes der örtlichen Wärmeübergangszahl feststellen:

1. In Übereinstimmung mit der Literatur, z. B. Gardon und Akfirat [78], [79], kann grundsätzlich unter drei Z/B -Bereichen unterschieden werden, und zwar jeweils $Z/B \leq 0,5$; $0,5 < Z/B \leq 10$ und $10 < Z/B < 250$, in denen der Verlauf der Wärmeübergangszahl für den jeweiligen Bereich charakteristische Merkmale aufweist. Drei typische Kurvenverläufe aus diesen Z/B -Bereichen sind als Beispiel für Düsentyp 1/15 bei einer konstanten Düsenaustrittsgeschwindigkeit von $w_D = 33$ m/s in Bild 7.12 zu finden [108]. Ein erster Vergleich zwischen den drei Kurven hinsichtlich des Einflusses der natürlichen Turbulenz zeigt, daß mit größer werdendem Plattenabstand Z/B die Strömung turbulenter wird (glatter oder aufgerauhter Kurvenverlauf). Dabei handelt es sich um eine längs der Strahlachse durch den Einfluß der Vermischung mit der Umgebungsluft anwachsende natürliche Turbulenz, die in Abschnitt 6.3 z. B. aus Bildern 6.13 und 6.21 zu sehen ist. Während Kurve 1, die für einen Plattenabstand von $Z = 2$ mm gilt, fast über den ganzen gemessenen Staupunktabstand x einen glatten Kurvenverlauf aufweist, zeigt Kurve 3, die für $Z = 396$ mm aufgenommen wurde, einen Verlauf mit verhältnismäßig großen Schwankungen. Die auf der Kurve 1 mit a, b, c bezeichneten Spitzen sind durch Stoßkanten auf dem Düsenboden entstanden (Spaltströmung, vgl. Erklärungen zum Bild 7.11). Sie bewirken grobe, örtlich künstliche Turbulenzerhöhungen, die vom Heißfoliengeber bei diesem für die Praxis meistens uninteressanten sehr kleinen Plattenabstand in Form von örtlichen Wärmeübergangserhöhungen registriert werden (sog. Stolperdrahtwirkung). Der sonstige Verlauf der Kurve 1 soll etwas später, unter Heranziehung der Strömungsvorgänge, ausführlicher behandelt werden. Dies gilt auch für Kurve 2, bei der ein charakteristischer Verlauf mit Maxima und Minima vorhanden ist. Kurve 2 weist nur in einem Bereich von $x/B = 0$ bis etwa 3 einen ziemlich glatten Verlauf auf, bei größeren x/B -Abständen dagegen werden die Schwankungen größer, welche auf eine steigende Turbulenzintensität zurückzuführen sind. Kurve 3 ist durch eine im ganzen Bereich feststellbare natürliche Turbulenz gekennzeichnet. Bevor eine eingehende Diskussion über diese typischen Kurvenverläufe in drei Z/B -Bereichen angestellt wird, soll vorher der Einfluß der Düsenaustrittsgeschwindigkeit w_D auf den Wärmeübergang besprochen werden.

2. Dieser Einfluß ist für den Düsentyp 1/15 für einen Plattenabstand $Z/B = 4$ aus Bild 7.13 zu entnehmen [108]. Es ist festzustellen, daß der Wärmeübergang sich durch Erhöhung der Düsenaustrittsgeschwindigkeit ebenfalls erhöht. Dabei bleibt

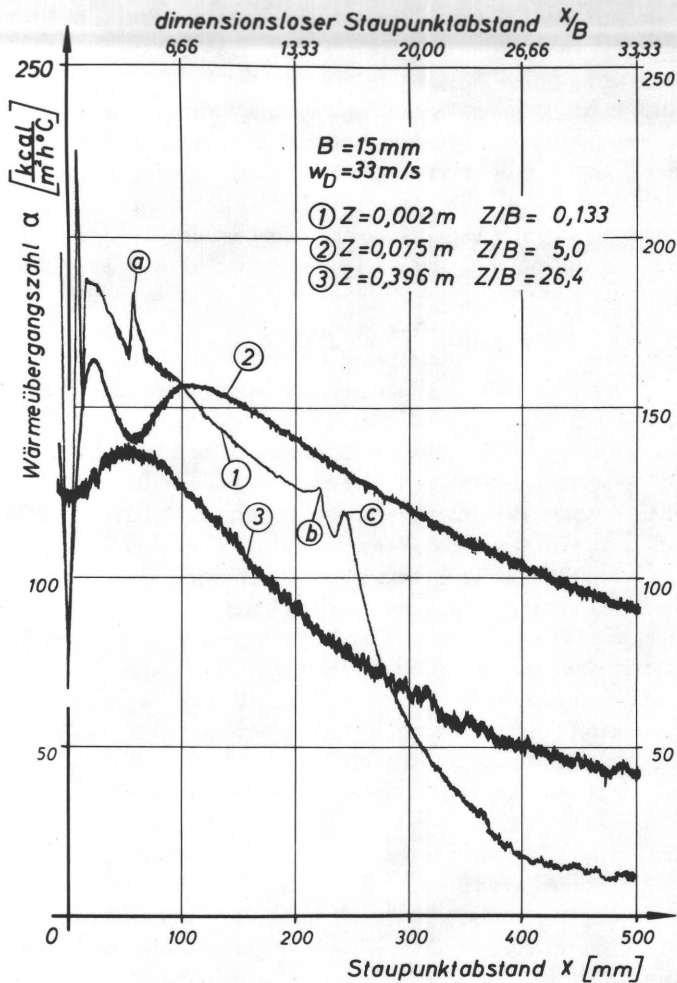


Bild 7.12: Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahlen bei verschiedenen Plattenabständen für den Düsentyp 1/15.

der charakteristische Kurvenverlauf erhalten, d. h. die x/B -Abstände, bei denen Maximum- und Minimum-Werte der Wärmeübergangszahl zu beobachten sind, sind praktisch unabhängig von w_D . Das zweite Maximum wird allerdings durch Erhöhung der Düsenaustrittsgeschwindigkeit relativ stärker ausgeprägt. Wie später gezeigt wird, ist die mittlere Wärmeübergangszahl proportional der 0,5ten Potenz der Düsenaustrittsgeschwindigkeit.

Im folgenden soll der Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahl in verschiedenen Z/B -Bereichen näher untersucht werden. Als Beispiel für den mittleren Z/B -Bereich kann nun Bild 7.13 weiter diskutiert werden. Allen Kurven ist gemeinsam, daß die Wärmeübergangszahl, beginnend mit einem relativen Minimum im Staupunkt,

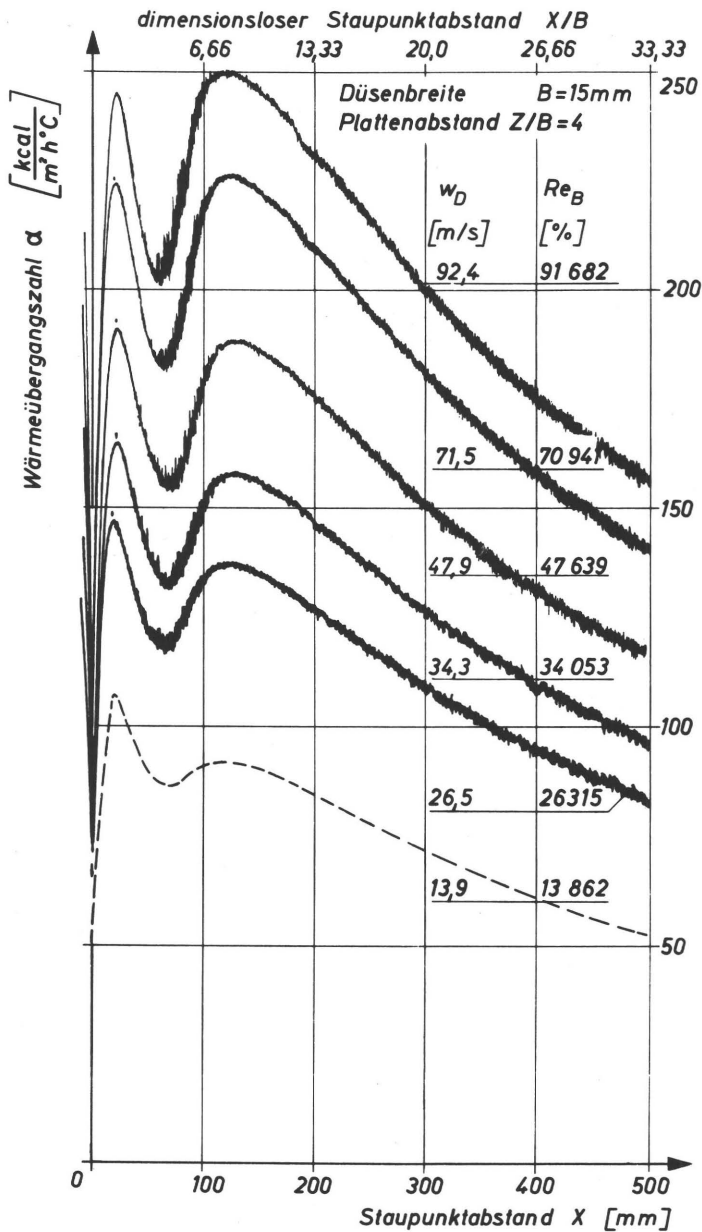


Bild 7.13: Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahlen bei verschiedenen Düsenaustrittsgeschwindigkeiten w_D für den Düsentyp 1/15 (die gestrichelte Kurve wurde einer anderen Meßserie entnommen).

entlang der Oberfläche bis zu einem Staupunktastand von ungefähr $x/B = 1,5$ zunächst ansteigt. Nach Erreichen des ersten relativen Maximums an dieser Stelle

nimmt die Wärmeübergangszahl mit wachsendem x zunächst ab, erreicht bei etwa $x/B = 5$ ein Minimum. Die Wärmeübergangszahl nimmt dann wieder zu und erreicht bei etwa $x/B = 8$ ein zweites relatives Maximum. Erst ab $x/B \approx 8$ fällt sie schließlich monoton ab. Vergleicht man den Verlauf der Wärmeübergangszahl, z. B. bei $w_D = 47,9$ m/s mit dem Verlauf der Geschwindigkeit w_{xPr} in unmittelbarer Wandnähe unter gleichen Bedingungen, z. B. nach Bild 7.7, so stellt man eine bemerkenswert gute qualitative Übereinstimmung fest.

Im Abschnitt 7.1 wurde der von w_{xPr} sowie von $(P_{Pr} - P)/P_{Ddyn}$ in Bild 7.7 gezeigte Verlauf ausführlich behandelt. Maximum- und Minimumwerte waren dort an nahezu gleichen x/B -Abständen wie hier zu beobachten. Aufgrund der gemessenen Strömungsvorgänge in der wandnahen Schicht kann der Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahl, insbesondere im Bereich $x/B \gtrsim 1,6$ gut erklärt werden. Im Staupunktbereich kann der Verlauf der Wärmeübergangszahl allein z. B. durch die Messung des Geschwindigkeitsverhältnisses w_{xPr}/w_D oder über den Prestonrohrstaudruck $(P_{Pr} - P)$ durch den Verlauf der Wandschubspannung nicht beschrieben werden. Dazu muß zumindest noch der Einfluß der Strahlerturbulenz bekannt sein. Denn offensichtlich bei geringen Turbulenzgraden im Düsenstrahl ergibt sich im Staupunkt ein relatives Minimum für α . Bei größeren Turbulenzgraden wird dagegen im Staupunkt in der Regel ein relatives Maximum beobachtet. Darauf wird später im Zusammenhang mit dem Turbulenzeinfluß näher eingegangen.

Die wandparallele Geschwindigkeit im Staupunkt hat den Wert Null. Daher kann sie nicht zur Berechnung der Wärmeübergangszahl im Staupunkt oder auch zu einem qualitativen Vergleich im Staupunktbereich herangezogen werden. Die Wärmeübergangszahl im Staupunkt hat einen endlichen von Null verschiedenen Wert, der je nach Turbulenzintensität im Freistrahls relativ klein oder groß sein kann. Deswegen kann im Staupunktbereich zwischen beiden Kurvenläufen wie im vorliegenden Fall eine qualitative Übereinstimmung bestehen. Anders sind die Verhältnisse wenn $x/B > 2$ ist. Nach Bild 7.7 ist bei $x/B \approx 2$ die Staupunktströmung wahrscheinlich vollständig abgeschlossen, da die maximale wandparallele Geschwindigkeit w_{xmax} den höchsten Wert erreicht hat. Von da ab liegen die Stromlinien parallel zur Oberfläche. Ferner ist der Druckgradient auf der Oberfläche annähernd Null. Daher muß aufgrund der Reynolds-Analogie zwischen Impuls und Wärmeaustausch auch für einen Wandstrahl qualitative Übereinstimmung unter den w_{xPr}/w_D - und α -Verläufen für den Fall $x/B > 2$ erwartet werden. Eine solche Übereinstimmung ist in der Tat hier nachgewiesen worden. Besonders interessant ist die Beobachtung, wie die Turbulenz entlang der Oberfläche ab etwa $x/B = 3$ allmählich ansteigt, die sich durch zunehmende Schwankungen in Kurvenverläufen des Wärmeübergangs zu Bild 7.13 bemerkbar macht. Eindeutig infolge des zunehmenden turbulenten Impulsaustausches wird die wandnahe Grenzschicht schließlich beschleunigt, wie zu dem Kurvenverlauf des Geschwindigkeitsverhältnisses w_{xPr}/w_D in Bild 7.7 vermerkt wurde. Versucht man nun aus dem gemessenen örtlichen Prestonrohrstaudruck $(P_{Pr} - P)$ die örtliche Wärmeübergangszahl aufgrund der Eichkurve, die von Achenbach [113] in turbulenten Grenzschichtströmungen ohne Druckgradienten (vgl. auch Abschnitt 5.3) aufgestellt wurde, zu ermitteln, so ergibt sich folgender Sachverhalt: In Bild 7.14 sind die örtlichen Wärmeübergangszahlen entlang der Oberfläche, die

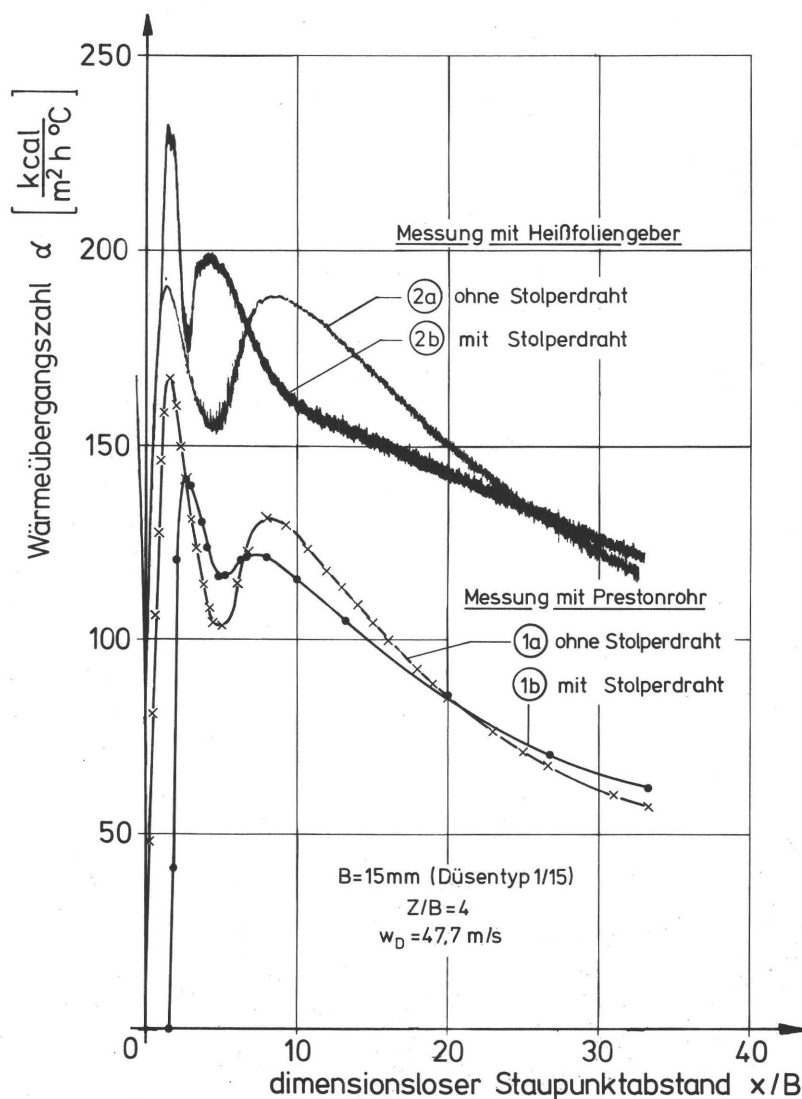


Bild 7.14: Vergleich der nach der Prestonrohrmethode gemessenen örtlichen Wärmeübergangszahl mit der effektiven Wärmeübergangszahl für den Düsentyp 1/15 bei $Z/B = 4$ und $w_D = 47,7 \text{ m/s}$. Kurve 1a nach Meßanordnung 1) zu Bild 7.8. Kurve 1b nach Meßanordnung 3) zu Bild 7.8. Kurve 2a nach Meßanordnung 2) zu Bild 7.8. Kurve 2b nach Meßanordnung 4) zu Bild 7.8.

mit $(P_{Pr} - P)$ -Werten aus Bild 7.7 und mit weiteren Werten nach der Eichkurve von Achenbach ermittelt wurden, aus der Kurve 1a zu entnehmen. Die Kurve 2a zeigt noch einmal die effektiven örtlichen Wärmeübergangszahlen in Abhängigkeit von x/B aus Bild 7.13 unter nahezu identischen Bedingungen (nur w_D geringfügig höher) wie zu Bild 7.7. Vergleicht man zuerst Kurven 1a und 2a miteinander, dann stellt

man nur eine qualitative Übereinstimmung fest. Es ist auch nicht möglich, im eigentlichen Vergleichsbereich ($x/B > 2$) die Kurve 1a etwa durch Multiplikation mit einem konstanten Faktor mit der Kurve 2a zur Deckung zu bringen. Erst ab $x/B > 10$ laufen die beiden Kurven praktisch parallel zueinander. Einiges deutet darauf hin, daß man eventuell in diesem Bereich unter Zugrundelegung einer neuen Eichkurve für Prestonrohrmessungen in Wandstrahlen die örtlichen Wärmeübergangszahlen aus reinen Druckmessungen ermitteln kann. Aber auch dann müssen einige Beschränkungen, z. B. hinsichtlich der Geschwindigkeitshöhe (vgl. Kurven 3 und 4 in Bild 7.9) streng beachtet werden.

Wie kritisch eine Messung nach der Prestonrohrmethode sein kann, zeigt der Vergleich zwischen den Kurven 1b und 2b, beide unter sonst gleichen Bedingungen mit einem auf der Oberfläche aufliegenden Stolperdraht nach Meßanordnung 3) bzw. 4) zu Bild 7.8 gemessen. In diesem Fall kann noch nicht einmal von einer qualitativen Übereinstimmung die Rede sein. Maximum- und Minimumstellen sind zwar auf der Kurve 1b ebenso vorhanden, aber sie sind im Gegensatz zum echten Verlauf nach Kurve 2b merklich zu größeren x/B -Werten verschoben. Offensichtlich ist der Durchmesser des Prestonrohres im Vergleich mit dem Stolperdraht so groß, daß örtlich auftretende Effekte in der Grenzschicht gar nicht richtig wahrgenommen werden. Die geringfügigen Unterschiede der Düsenaustrittsgeschwindigkeit von ca. $\pm 1\%$, die bei zeitlich verschiedenen Messungen unvermeidlich auftreten, sind natürlich nicht die Ursache dieser prinzipiellen Abweichungen. Gleichzeitige Messungen nach Meßanordnungen 5) bzw. 6) zu Bild 7.8 ergaben jeweils nahezu identische Kurvenverläufe. Eine eingehende Diskussion über den Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahl bei der speziellen willkürlich gewählten Anordnung des Stolperdrahtes nach Bild 7.8 ist hier nicht beabsichtigt. Einige Hinweise über die Beeinflussung der örtlichen Wärmeübergangszahl – insbesondere durch die Stolperdrahthöhe – mittels eines beweglichen Stolperdrahtes im Wandstrahl, sind in [112] zu finden. Die Meßergebnisse der Stolperdrahtuntersuchungen sind hier nur im Zusammenhang mit dem Hinweis über die Anwendbarkeit der Prestonrohrmethode in Wandstrahlen behandelt worden. Damit wurde eindeutig gezeigt, daß die Meßergebnisse nach der Prestonrohrmethode bei nicht allzu sehr künstlich aufgezwungenen Strömungsverhältnissen im Wandstrahl zum qualitativen Vergleich mit dem Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahl herangezogen werden dürfen und dadurch zu einem tieferen Verständnis des Wärmeübergangsverlaufes führen. Ein weiteres Beispiel für einen solchen qualitativen Vergleich ist aus Bild 7.15 für einen Plattenabstand von $Z/B = 1/3$ zu entnehmen, und zwar unter gleichen Bedingungen, die auch dem Bild 7.11 zugrundelagen. Auch hier wurden die aus den Prestonrohrstaudrucken des Bildes 7.11 mit Hilfe der Achenbachschen Eichkurve ermittelten Wärmeübergangszahlen (Kurve 1) mit den echten α -Werten nach Kurve 2 – Meßanordnung 2) zu Bild 7.8 – zum Vergleich gebracht.

Für Kurve 1 wurde bereits durch Bild 7.11 gezeigt, daß das erste Maximum bei $x/B = 0,9$; das zweite Minimum bei $x/B = 1,6$ und das zweite Maximum bei $x/B = 2,6$ auftritt. In Wirklichkeit ist aber nach Kurve 2 das erste Maximum bei $x/B \approx 0,6$, das Minimum bei $x/B \approx 1,3$ und das zweite Maximum bei $x/B \approx 2,2$. Die Messung nach der Prestonrohrmethode vermag also auch in diesem Fall nicht exakt

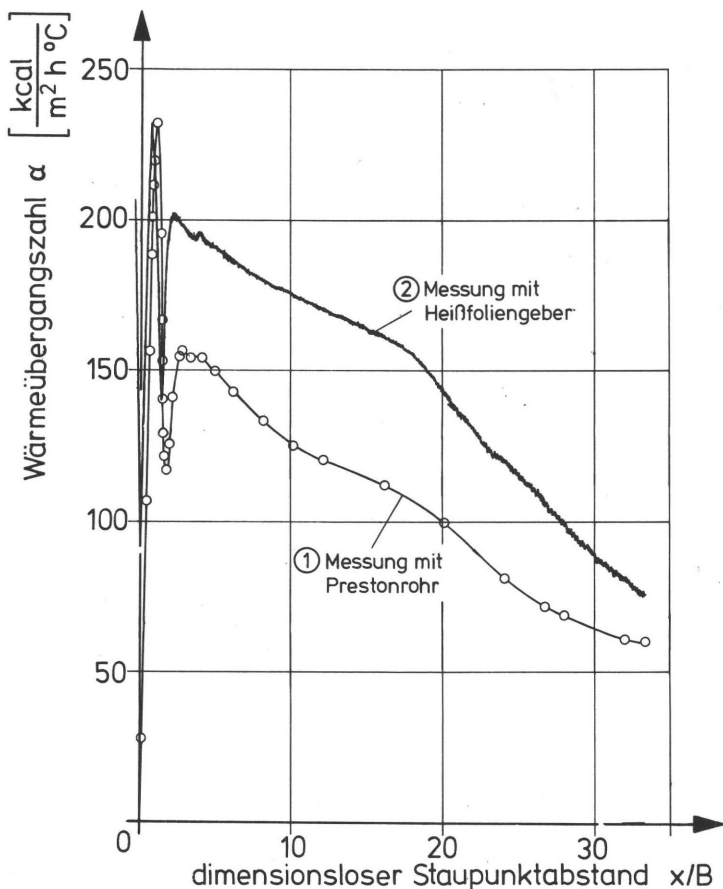


Bild 7.15: Vergleich der nach der Prestonrohrmethode gemessenen örtlichen Wärmeübergangszahl mit der effektiven Wärmeübergangszahl für den Düsentyp 1/15 bei $Z/B = 1/3$ und $w_D = 46,8$ m/s. Kurve 1 nach Meßanordnung 1) zu Bild 7.8. Kurve 2 nach Meßanordnung 2) zu Bild 7.8.

die Lage der Maxima und des Minimums für die Wärmeübergangszahl wiederzugeben, wenn auch die Abweichungen nicht allzu groß sind. Überhaupt ist es fraglich, ob bei diesem kleinen Plattenabstand, bei dem sowohl negative als auch positive Druckgradienten vorkommen (vgl. statischer Druckverlauf in Bild 7.11) eine strenge qualitative Übereinstimmung hinsichtlich der Lage der charakteristischen Staupunkt- abstände erwartet werden kann. Denn die Reynolds-Analogie, auf der die Preston- rohrmethode beruht, gilt nur exakt für Strömungen mit einer Prandtl-Zahl $Pr = 1$, unter der Voraussetzung, daß kein Druckgradient in Strömungsrichtung vorhanden ist und auch die Wandtemperatur konstant bleibt. Der statische Druckverlauf in Bild 7.11 zeigt aber, daß erst für $x/B > 2,6$ der Druckgradient annähernd Null ist. Es ist also im Bereich $x/B < 2,6$ eventuell aufgrund der Abweichungen von der Analogie denkbar, daß die charakteristischen Staupunkt- abstände für die örtliche Wandschubspannung und Wärmeübergangszahl verschieden sind.

Solange aber darüber keine Sicherheit besteht, ob eine solche Verschiebung eventuell doch nicht auf einen großen Prestonrohrdurchmesser zurückzuführen ist, hat es eigentlich wenig Sinn, weitere Überlegungen anzustellen. Daher ist Vorsicht geboten bei dem Versuch, den echten Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahl in diesem Fall mit Hilfe der Prestonrohrmessungen vollständig zu klären. Im folgenden soll auf den echten Kurvenverlauf (Kurve 2) näher eingegangen werden. Der bereits anhand des Bildes 7.11 besprochene Stoßkanteneffekt bei $x/B = 4$ macht sich durch eine leichte Erhöhung der Wärmeübergangszahl bemerkbar. Die Spaltströmung endet bei einem Staupunkt Abstand von $x = 250$ mm (Ende der Bodenplatte des Düsenkastens, vgl. auch die Erklärungen zu Bild 7.11). Von da ab liegt ein Wandstrahl vor. Die Abnahme der Wärmeübergangszahl ist ab $x = 250$ mm ($x/B = 16,7$) etwas stärker. Verkleinert man den Plattenabstand, dann beeinflussen die Stoßkanteneffekte den Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahl sehr stark, wie bereits für einen Plattenabstand $Z/B = 0,133$ in Bild 7.12 auf Kurve 1 mit a, b, und c markierten Stellen gezeigt wurde. Ferner ist der Abfall der Wärmeübergangszahl im Bereich des Wandstrahles bei kleinerem Plattenabstand viel stärker. Sieht man von Stoßkanteneffekten ab, die ja nicht charakteristisch im eigentlichen Sinne für den Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahl sind und betrachtet nur den Bereich der Spaltströmung, so bleibt nach wie vor eine Erklärung für das Auftreten des ersten und zweiten Maximums offen. Das erste Maximum tritt bei kleinerem Plattenabstand (Kurve 1 in Bild 7.12) bei $x/B \approx 0,5$ auf, dem folgt ein Minimum bei $x/B \approx 0,8$ und ein zweites Maximum bei $x/B \approx 1$. Verglichen mit Kurve 2 in Bild 7.15 ist also bei einer Verkleinerung des Plattenabstandes eine Verschiebung zu kleineren Staupunkt Abständen zu verzeichnen. Dabei ist die Verschiebung der zweiten Maximumstelle von $x/B \approx 2,2$ auf $x/B \approx 1$ relativ groß. Für $Z/B = 1/3$ war durch Messung des statischen Druckverlaufes festgestellt worden, daß $(P - P_u)/P_{Ddyn}$ bei $x/B = 1$ ein Minimum aufweist (vgl. Bild 7.11). Statischer Druckverlauf wurde auch für den kleineren Plattenabstand von $Z/B = 0,133$ durchgeführt. In diesem Fall wurde eine Verschiebung des entsprechenden Maximums auf einen Staupunkt Abstand von $x/B \approx 0,7$ festgestellt, wobei an dieser Stelle der Unterdruck mit $(P - P_u)/P_{Ddyn} \approx -0,49$ ähnlich wie in Bild 7.11 den höchsten Wert aufwies. Für den Plattenabstand $Z/B = 1/3$ wird danach theoretisch die maximale Geschwindigkeit w_{xth} bei $x/B = 1$ und für den kleineren Plattenabstand $Z/B = 0,133$ bereits bei $x/B \approx 0,7$ erreicht. Bei kleineren Staupunkt Abständen als jeweils diese herrscht eine Staupunktströmung, bei größeren dagegen eine verzögerte Spaltströmung. Für beide Plattenabstände ist jeweils das erste Maximum für die Wärmeübergangszahl im Gebiet der Staupunktströmung und das zweite Maximum im Gebiet der verzögerten Strömung. Das jeweilige Minimum zwischen beiden Maxima befindet sich für beide Plattenabstände kurz nach Überschreiten des Geschwindigkeitsmaximums, also unmittelbar zu Beginn der verzögerten Strömung. Eine solche Einordnung der beiden Wärmeübergangsmaxima in das Gebiet der Staupunkt- bzw. der verzögerten Strömung war für einen verhältnismäßig großen Plattenabstand von $Z/B = 4$ ebenfalls möglich, wie die Kurvendiskussion zu Bild 7.7 und Bild 7.14 gezeigt haben. Es liegt deshalb nahe, den Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahl bei kurzen Plattenabständen ($Z/B \leq 1/2$) ähnlich wie dort zu erklären. Bei kurzen Plattenabständen setzt nach

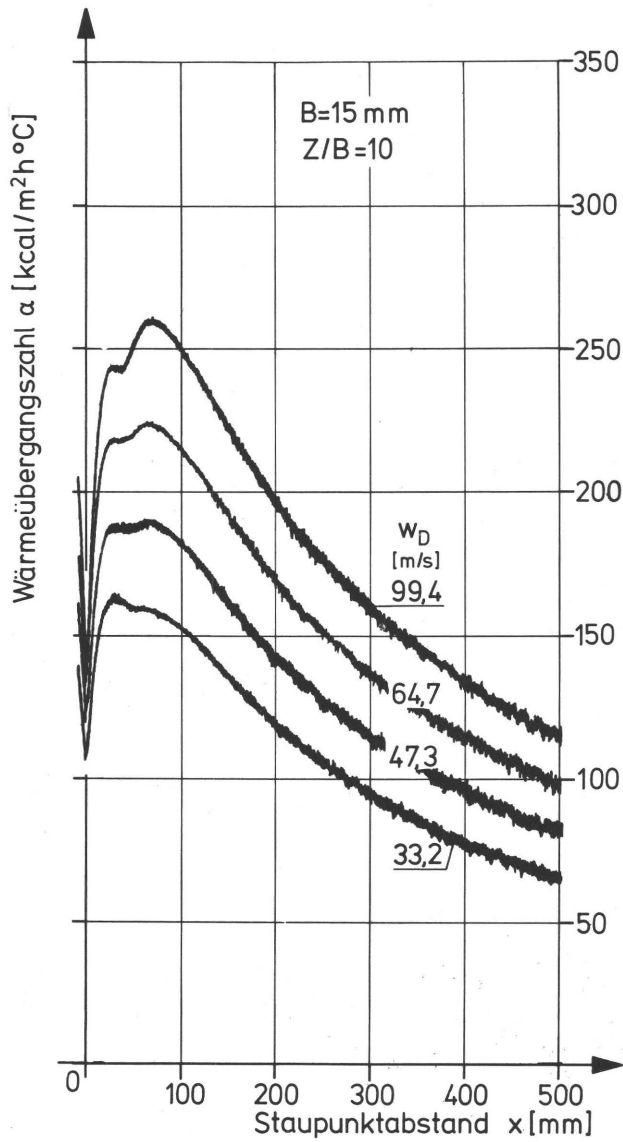


Bild 7.16: Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahlen bei verschiedenen Düsenaustrittsgeschwindigkeiten w_D für einen Plattenabstand von $Z/B = 10$ (Düsenty 1/15, $B = 15 \text{ mm}$).

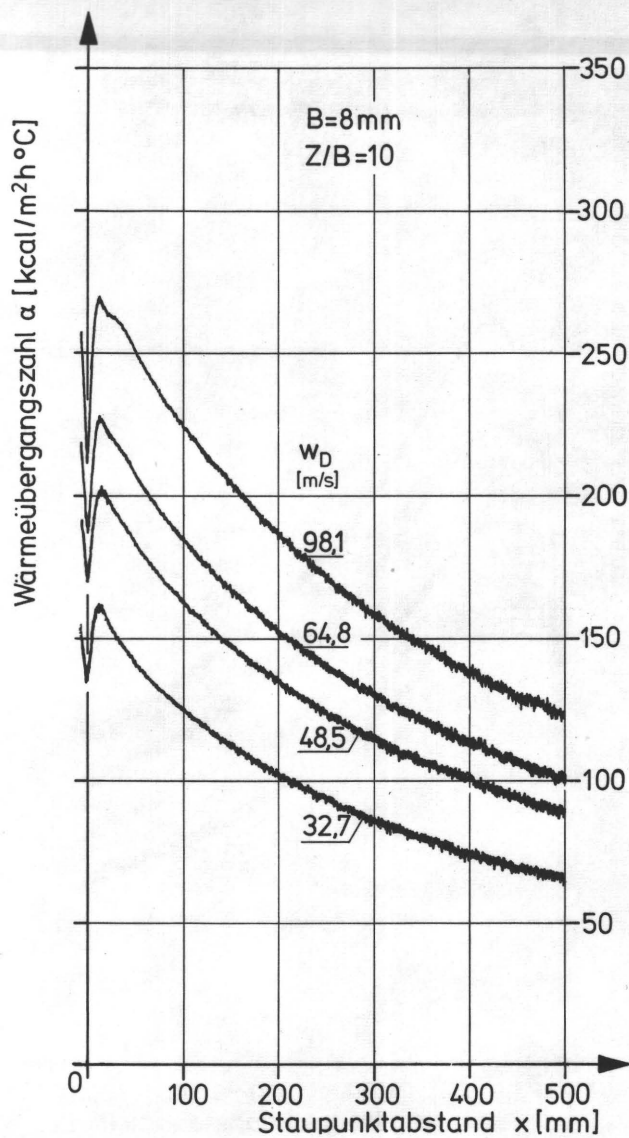


Bild 7.17: Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahlen bei verschiedenen Düsenaustrittsgeschwindigkeiten w_D für einen Plattenabstand von $Z/B = 10$ (Düsenty 1/8, $B = 8$ mm).

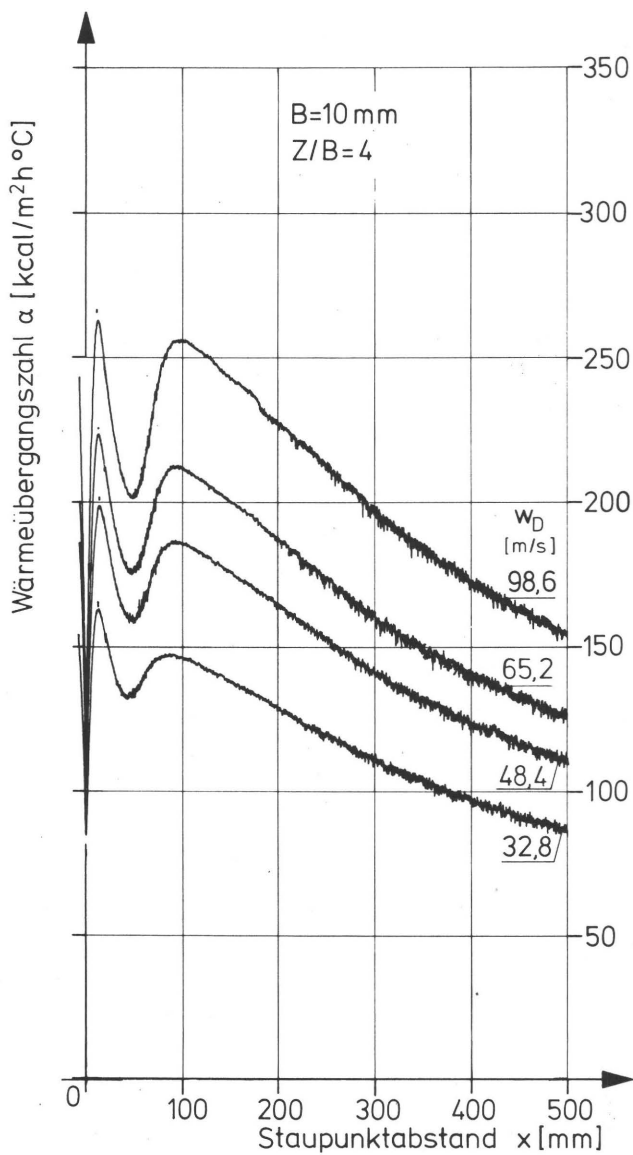


Bild 7.18: Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahlen bei verschiedenen Düsenaustrittsgeschwindigkeiten w_D für einen Plattenabstand von $Z/B = 4$ (Düsenty 1/10, $B = 10$ mm).

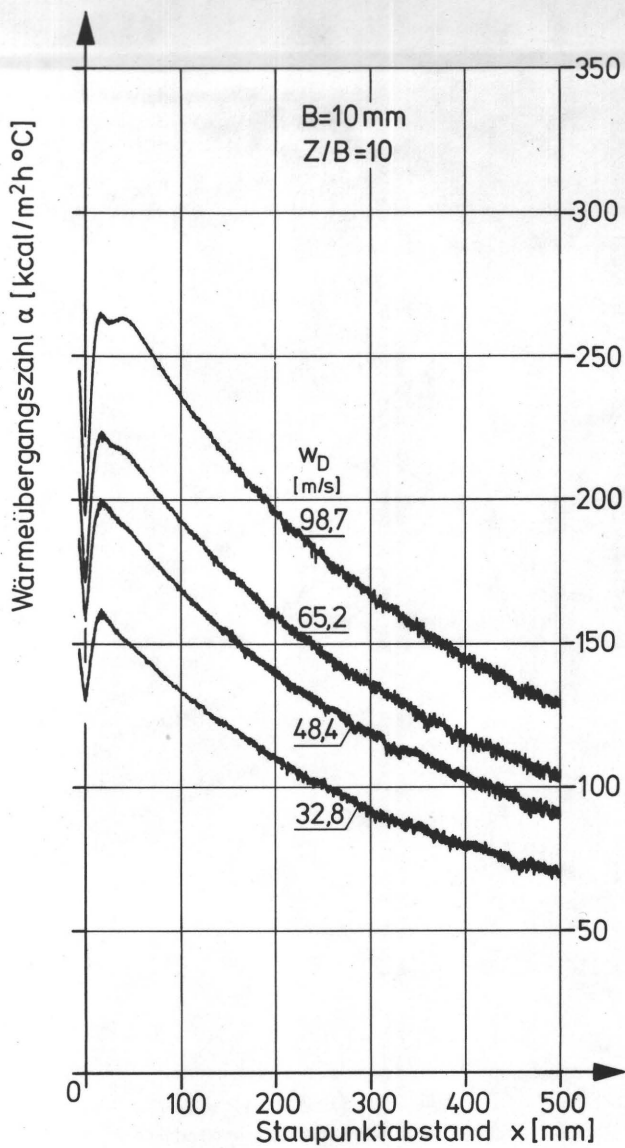


Bild 7.19: Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahlen bei verschiedenen Düsenaustrittsgeschwindigkeiten w_D für einen Plattenabstand von $Z/B = 10$ (Düsentyp 1/10, $B = 10$ mm).

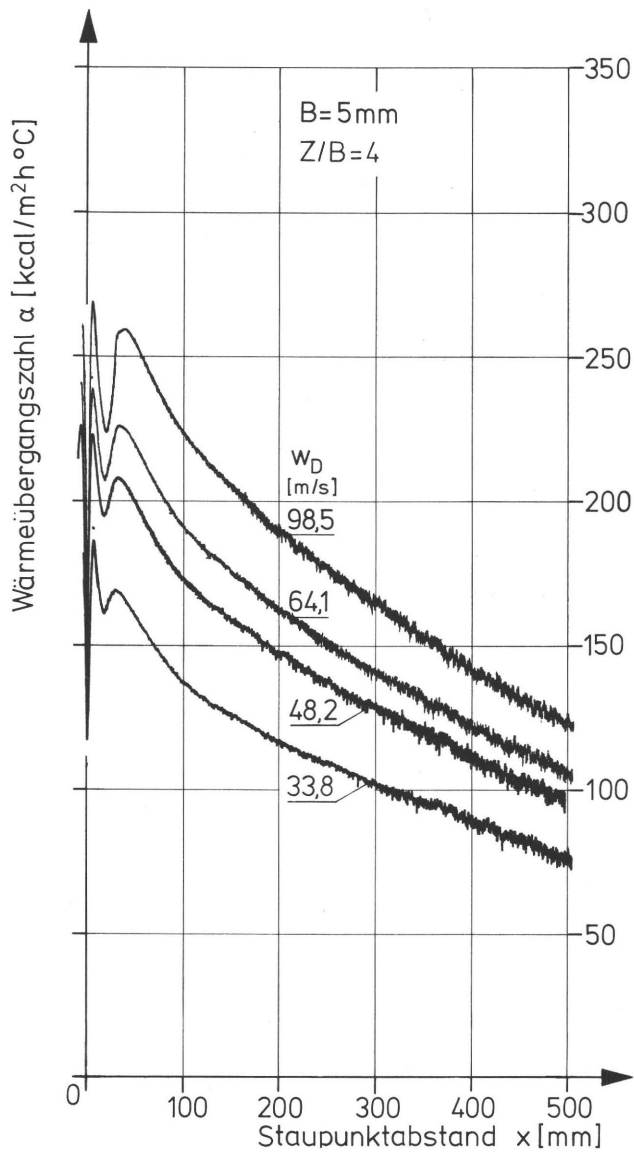


Bild 7.20: Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahlen bei verschiedenen Düsenaustrittsgeschwindigkeiten w_D für einen Plattenabstand von $Z/B = 4$ (Düsenty 1/5, $B = 5$ mm).

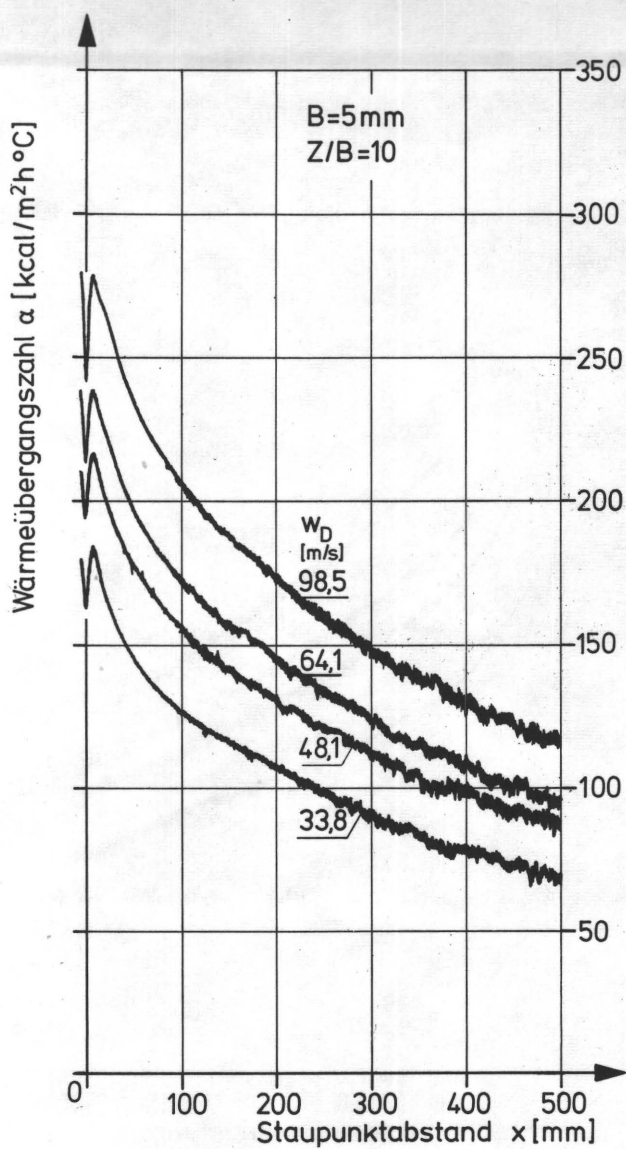


Bild 7.21: Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahlen bei verschiedenen Düsenaustrittsgeschwindigkeiten w_D für einen Plattenabstand von $Z/B = 10$ (Düsentyp 1/5, $B = 5$ mm).

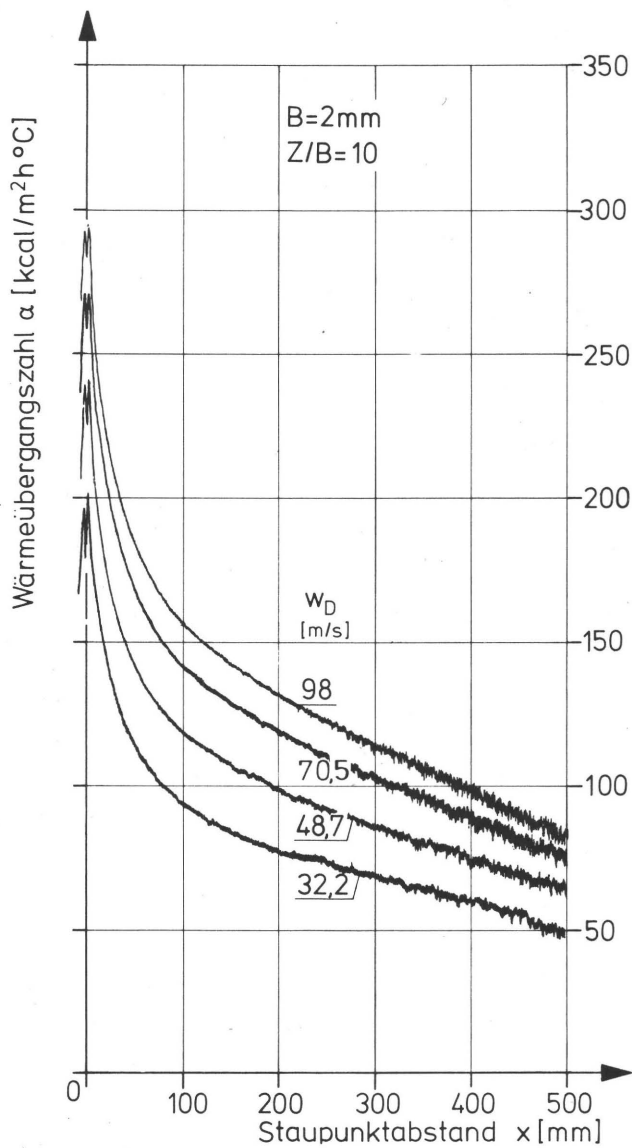


Bild 7.22: Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahlen bei verschiedenen Düsenaustrittsgeschwindigkeiten w_D für einen Plattenabstand von $Z/B = 10$ (Düsentyp 1/2, $B = 2$ mm).

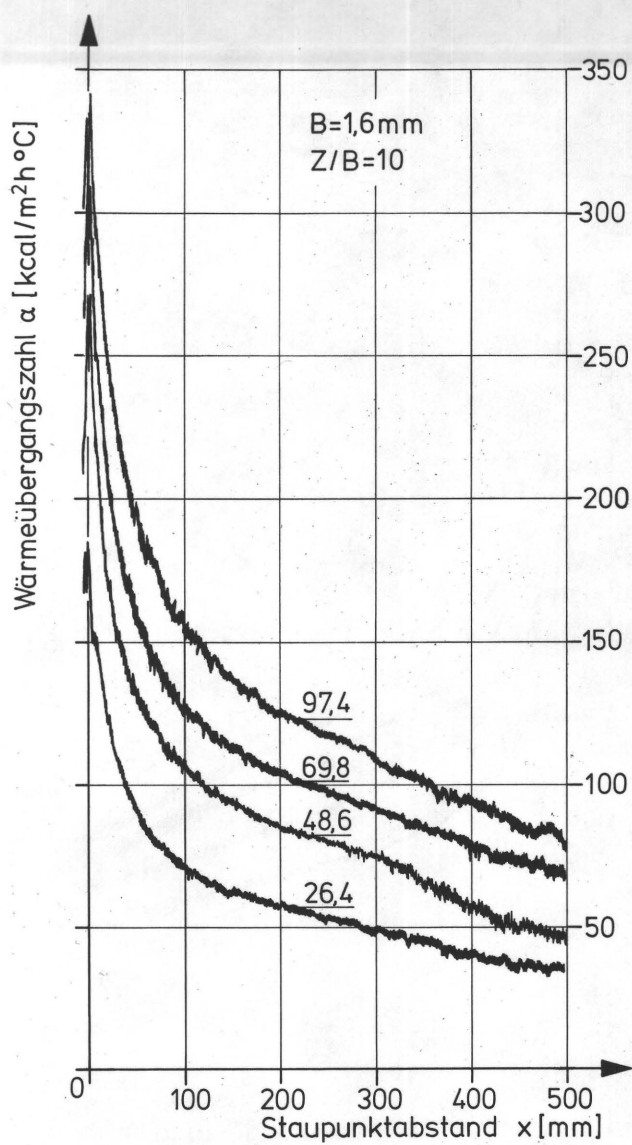


Bild 7.23: Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahlen bei verschiedenen Düsenaustrittsgeschwindigkeiten w_D für einen Plattenabstand von $Z/B = 10$ (Düsenty 2/1,6, $B = 1,6$ mm).

Erreichen des Geschwindigkeitsmaximums sofort die verzögerte Strömung ein. Wie sich die Strömungsverhältnisse in der wandnahen Schicht entlang der Oberfläche im Gebiet der verzögerten Strömung ändern, wurde im Abschnitt 7.1 für den Plattenabstand $Z/B = 1/3$ unter Zuhilfenahme des Geschwindigkeitsverlaufes w_{xP}/w_D in Bild 7.11 erörtert. Dabei wurde auch darauf hingewiesen, daß trotz der Abnahme der maximalen Geschwindigkeit eine Beschleunigung der Strömung in der wandnahen Schicht in einem bestimmten x/B -Bereich stattfand, die wahrscheinlich auf eine zunehmende Turbulenzintensität zurückzuführen ist. Der zweite Anstieg der Wärmeübergangszahl etwa im gleichen x/B -Bereich ist mit Sicherheit mit der Beschleunigung der Strömung in der wandnahen Grenzschicht zu erklären.

Über die Ursache des Entstehens des ersten Wärmeübergangsmaximums im Staupunktbereich wurde bisher sowohl bei großen als auch bei kleinen Plattenabständen nichts gesagt. Allein aufgrund des theoretischen Geschwindigkeitsverlaufes w_{xth}/w_D im Staupunktbereich kann der Verlauf der Wärmeübergangszahl nicht eindeutig erklärt werden, da der Verlauf der Grenzschichtdicke und der des Turbulenzgrades im Staupunktbereich nicht bzw. besser gesagt nur vage bekannt ist.

Die Beschleunigung der Strömung im Staupunktbereich unter zunehmender Turbulenzintensität entlang der Oberfläche dürfte jedoch zu den Hauptursachen für das Zustandekommen des ersten Wärmeübergangsmaximums zählen.

Vorstehend wurde der Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahl ausführlich nur für Plattenabstände $Z/B \leq 4$ behandelt. Mit Vergrößerung des Plattenabstandes über $Z/B = 4$ verschiebt sich das zweite Maximum allmählich wieder zu kleineren Staupunktabständen und die beiden Maxima gehen schließlich ineinander über, wie man beispielsweise aus Kurve 3 in Bild 7.12 sowie aus Bild 5.9 (vgl. Abschnitt 5.3) entnehmen kann. Für das Ineinandergehen der beiden Maxima kann nicht exakt ein bestimmter Plattenabstand angegeben werden, weil dieser Vorgang allmählich erfolgt und auch von der Düsenaustrittsgeschwindigkeit abhängig ist, wie man in Bild 7.16 sehen kann. Das Ineinandergehen beider Maxima sowie die Zunahme der Wärmeübergangszahl im Staupunkt (vgl. auch Bild 5.8) mit Vergrößerung des Plattenabstandes ist auf die zunehmende Turbulenzintensität längs der Strahlachse (vgl. Abschnitt 6.3; z. B. Bild 6.21) zurückzuführen. In den Bildern 7.17 bis 7.23 sind weitere Beispiele für andere Düsenbreiten bei $Z/B = 4$ bzw. 10 zu finden, die grundsätzlich gleiche Tendenzen aufweisen. Für Plattenabstände $Z/B > 12$ war ohne Ausnahme in allen Fällen ein monotoner Abfall der örtlichen Wärmeübergangszahl außerhalb des Staupunktbereiches festzustellen, wie bereits aus Bild 5.9 (Abschnitt 5.3) entnommen werden konnte.

7.3 Einfluß der Turbulenzerhöhung auf den Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahl

Im Abschnitt 7.2 wurde für verschiedene Plattenabstände der Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahl bei turbulenzarmen Prallstrahlen behandelt. Es wurde auch darauf hingewiesen, daß der Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahl von der Verteilung der Turbulenz entlang der Prallwand mitbeeinflusst wird. Der Turbulenzverlauf entlang der Oberfläche selbst ist wiederum aufgrund der Vermischung des Prallstrahles sowie des Wandstrahles mit der ruhenden Umgebungsluft auch vom Strömungs- und Turbulenzzustand des Freistrahles abhängig. Gardon und Akfirat [78] haben, um den Einfluß der Turbulenz auf den örtlichen Wärmeübergang zu zeigen, den Turbulenzgrad am Düsenaustritt mit Hilfe von Turbulenzerzeugern stufenweise erhöht. Die jeweils dazugehörigen und unter sonst gleichen Bedingungen durchgeführten Wärmeübergangsmessungen zeigen, wie sich im Staupunktgebiet die Wärmeübergangszahl mit Zunahme des Turbulenzgrades erhöht und direkt im Staupunkt bei einer Erhöhung des Turbulenzgrades von ursprünglich $Tu^* = 2,5\%$ auf $Tu^* = 18\%$ die Wärmeübergangszahl einen fast doppelt so großen Wert gegenüber dem normalen Zustand ($2,5\%$) annimmt. Dabei verschwindet allmählich das zweite Maximum, das bei Gardon und Akfirat bei einem Staupunkt-
abstand von $x/B \approx 7$ zu sehen war, welches bei mittleren Plattenabständen mit dem hier gefundenen zweiten Maximum übereinstimmte. Ähnliche Verhaltensweisen wurden bei eigenen Messungen ebenfalls festgestellt [112]. Bild 7.24 zeigt verschiedene Wärmeübergangskurven bei normaler und künstlich erhöhter Turbulenz für den Düsentyp 2/1,6.

Der Turbulenzgrad längs der Strahlachse dieser Düse bei natürlicher Turbulenzentwicklung wurde in Abschnitt 6.3 in Bild 6.16 mit den Turbulenzmessungen von Gardon und Akfirat [78] zusammengestellt. Die Wärmeübergangsverläufe bei sehr geringen Turbulenzgraden (Kurven 1a und 1b in Bild 7.24 oder auch z. B. Bilder 7.12 bis 7.23) stimmen in ihren charakteristischen Verläufen mit einem zweiten Maximum, bis auf eine Ausnahme im Staupunkt, mit den von Gardon und Akfirat [78], [79] gemessenen Kurven qualitativ gut überein. Die hier eingesetzten Profildüsen mit sehr geringen Turbulenzgraden erzeugen im Staupunkt normalerweise kleine Wärmeübergangszahlen, verbunden mit einem Minimum, das in Abhängigkeit vom Plattenabstand mehr oder weniger ausgeprägt sein kann. In [78] und [79] wurde dagegen nur für $Z/B < 0,5$ ein Minimum registriert. Bei künstlich erhöhter Turbulenz durch Störstellen am Düsenein- und -austritt ergab sich auch hier ein ausgeprägtes Maximum (Kurven 2a, 2b, 3b und 3b*) für die Wärmeübergangszahl im Staupunkt, wie es bei Messungen von Gardon und Akfirat fast immer der Fall war. Ein Vergleich zwischen den Kurven 2b und 3b zeigt außerdem, daß bei höheren Turbulenzgraden das zweite Maximum bei einer nur geringfügig kleineren Düsenaustrittsgeschwindigkeit vollkommen verschwinden kann. Ermittelt man aus den Kurven in Bild 7.24 mittlere Wärmeübergangszahlen für $x/B \geq 7$, so stellt man fest, daß bei künstlich erhöhter Turbulenz die mittleren Wärmeübergangszahlen generell kleiner ausfallen. Sowohl für die Größe der Wärmeübergangszahl im Staupunkt als auch für die mittleren Wärmeübergangszahlen scheint in erster Linie die

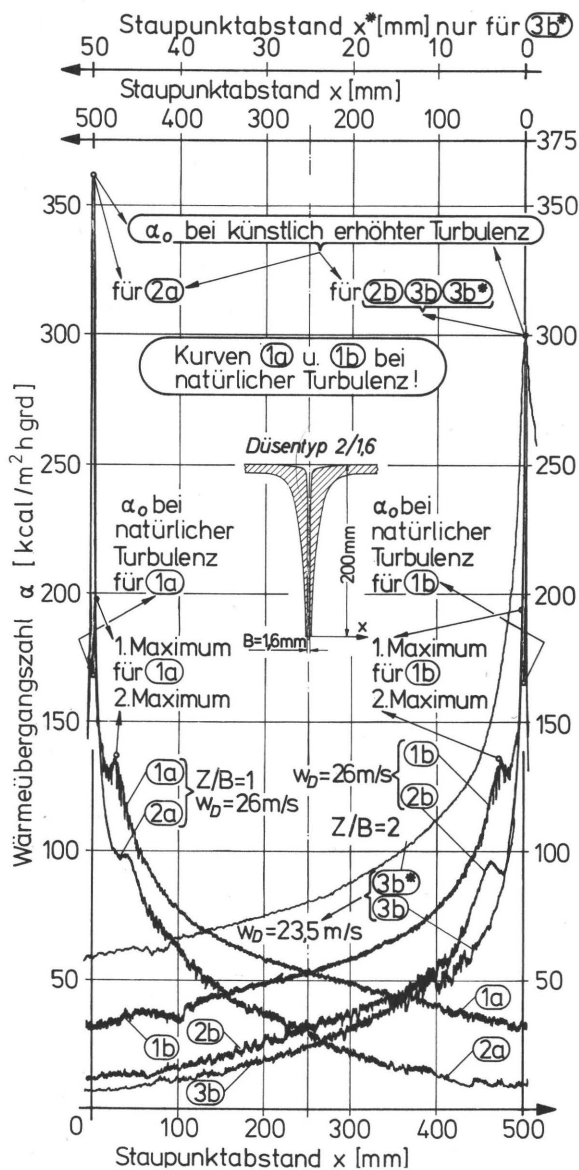


Bild 7.24: Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahlen bei natürlicher und künstlich erhöhter Turbulenz für den Düsentyp 2/1,6 bei $Z/B = 1$ und 2.

Größe der Turbulenz im Düsenstrahl und ihr Verhalten längs der Strahlachse maßgebend zu sein. Für den Düsentyp 1/8 wurden im Abschnitt 6.3 anhand des Bildes 6.17 Turbulenzverläufe längs der Strahlachse bei natürlicher und künstlich erhöhter Turbulenz erörtert. Unter genau gleichen Bedingungen, die Bild 6.17 zugrunde

liegen, wurden bei einem Plattenabstand von $Z/B = 4$ örtliche Wärmeübergangszahlen gemessen, deren Verläufe in Bild 7.25 zu sehen sind. Vergleicht man diese Verläufe untereinander, so stellt man zweierlei fest:

1. Wie bereits in Bild 7.24 ohne vollständige Angabe von Turbulenzgradwerten qualitativ gezeigt wurde, liegen die Werte der Wärmeübergangszahl im Staupunkt bei künstlich erhöhter Turbulenz fast doppelt so hoch. Diese Zunahme der Wärmeübergangszahl im Staupunkt wurde durch eine Erhöhung des Turbulenzgrades von $Tu^* = 2,85\%$ auf $Tu^* = 9,3\%$ bei $w_D = 48$ m/s und $z'/B = 4$ (vgl. Bild 6.17) bewirkt.

2. Eine größere Bedeutung für die Praxis hat aber das Verhalten der mittleren Wärmeübergangszahl unter Turbulenzeinfluß. Im vorliegenden Extremfall, der auch durchaus in der Praxis vorkommen kann, zeigte es sich, daß bei höheren Turbulenzgraden in der Strahlachse der Abfall der örtlichen Wärmeübergangszahl mit Zunahme des Staupunktabstandes zunächst steiler vonstatten geht und das zweite Maximum bei $x/B \approx 7$ vollkommen verschwindet. Diese Verhaltensweise hat zur Folge, daß die über größeren Staupunktabständen gebildeten mittleren Wärmeübergangszahlen bei stark turbulenten Düsenstrahlen erheblich niedriger sind als diejenigen, die sich bei Düsenstrahlen geringer Turbulenz einstellen. Die graphische Integration der in Bild 7.25 gezeigten Kurven über einen Bereich von $x = 0$ bis 500 mm bzw $x/B = 0$ bis 62,5 ergab annähernd folgende mittlere Wärmeübergangszahlen in ($\text{kcal/m}^2\text{h}^\circ\text{C}$):

$$\alpha_{m1a} \approx 143; \alpha_{m1b} \approx 195; \alpha_{m2a} \approx 90 \text{ und } \alpha_{m2b} \approx 124$$

Ein Vergleich beispielsweise zwischen den mittleren Wärmeübergangszahlen für Kurven 1a ($w_D = 48$ m/s, bei natürlicher Turbulenz) und 2b ($w_D = 90$ m/s, bei künstlich erhöhter Turbulenz) zeigt, daß trotz einer 88%igen Erhöhung der Düsenaustrittsgeschwindigkeit im Falle einer großen Turbulenz die mittlere Wärmeübergangszahl immer noch rund 13% niedriger lag als jene bei geringer Turbulenz und kleiner Geschwindigkeit. Anders ausgedrückt, bei natürlicher Turbulenz und $w_D = 48$ m/s liegt die mittlere Wärmeübergangszahl rund um 15% höher als bei $w_D = 90$ m/s und bei künstlich erhöhter Turbulenz.

Diese Tatsache kann vermutlich wie folgt erklärt werden: Für den Wert der örtlichen Wärmeübergangszahl in Abhängigkeit von x/B ist neben dem Turbulenzgrad in erster Linie die wandparallele Geschwindigkeitskomponente verantwortlich. Stark turbulente Düsenstrahlen haben einen intensiveren Energieaustausch mit der ruhenden Umgebungsluft und infolgedessen in der Regel eine kürzere Kernlänge, verbunden meistens mit einem steileren Abfall der Strahlgeschwindigkeit nach Überschreiten der Kernlänge. Wenn ein stark turbulenter Düsenstrahl auf eine Oberfläche senkrecht auftrifft, bleibt nach der Umlenkung des Strahles für die wandparallele Geschwindigkeitskomponente aus diesen Gründen keine genügende Energie zur Verfügung. Sie nimmt daher mit zunehmendem Staupunktabstand stärker ab als jene eines turbulenzarmen Düsenstrahls und bewirkt entsprechend eine steilere Abnahme für die örtliche Wärmeübergangszahl.

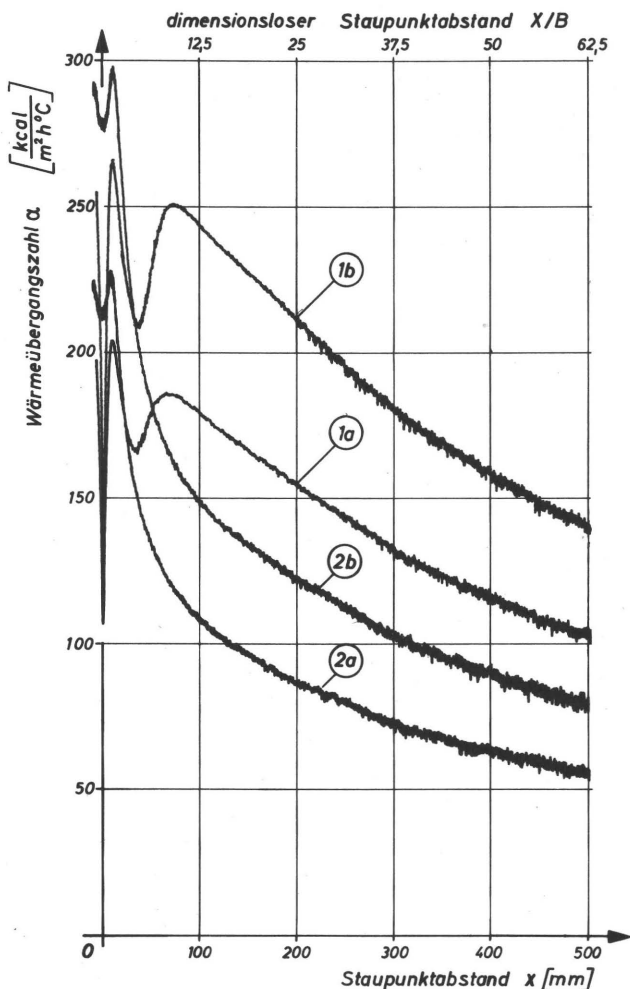


Bild 7.25: Einfluß der Strahlerturbulenz auf die örtliche Wärmeübergangszahl (Düsentypp 1/8; es gilt für alle Kurven $B = 8 \text{ mm}$, $Z/B = 4$). Verlauf bei natürlicher Turbulenz: Kurve 1a: $w_D = 48 \text{ m/s}$, $Tu^* = 2,85 \%$ bei $z'/B = 4$. Kurve 1b: $w_D = 90 \text{ m/s}$, $Tu^* = 1,3 \%$ bei $z'/B = 4$. Verlauf bei künstlich erhöhter Turbulenz: Kurve 2a: $w_D = 48 \text{ m/s}$, $Tu^* = 9,3 \%$ bei $z'/B = 4$. Kurve 2b: $w_D = 90 \text{ m/s}$, $Tu^* = 7,3 \%$ bei $z'/B = 4$. (Tu^* vgl. auch Bild 6.17 bei $z'/B = 4$)

Mit diesen Ausführungen soll gezeigt werden, daß es Fälle gibt, in denen die mittlere Wärmeübergangszahl eines stark turbulenten Prallstrahles nur für kleinere Staupunktabstände ($x/B < 7$) größer ist als die mittlere Wärmeübergangszahl eines turbulenzarmen Prallstrahles im gleichen Staupunktbereich. Wenn aber nur mit einer Düse Flächen getrocknet werden müssen, die in Richtung des abgelenkten Strahles eine größere Ausdehnung als $x/B = 7$ haben, so ist im Hinblick auf eine größere Trocknungsgeschwindigkeit ein turbulenzarmer Düsenstrahl von Vorteil.

7.4 Mittlere Wärmeübergangszahl für einzelne ebene Prallstrahlen

Die mittleren Wärmeübergangszahlen wurden durch Ausplanimetrieren des örtlichen Verlaufes über bestimmte Plattenlängen j ermittelt. Wegen der Symmetrie des Düsenstrahles entspricht $j = 2x$. Da die Messung der örtlichen Wärmeübergangszahlen bei allen eingesetzten Profildüsen bis zu einem Staupunktabstand von $x = 500$ mm erfolgte, sind die mittleren Wärmeübergangszahlen durchaus auf praxisnahe Trocknungsgutlängen bezogen. Die Wärmeübergangsmessungen wurden für insgesamt sechs Profildüsen (Düsentyp 1 und 2, vgl. Abschnitt 6.2) mit Düsenbreiten $B = 1,6; 2; 5; 8; 10$ und 15 mm bis zu einem Plattenabstand von $Z = 400$ mm durchgeführt. Dabei wurde die Düsenaustrittsgeschwindigkeit in einem Bereich von $w_D = 14$ bis 100 m/s variiert. Dank der schnellen Meßtechnik (vgl. Abschnitt 5.4) konnten in einem vertretbaren Zeitraum umfangreiche Messungen (ca. 800 Einzelversuche) vorgenommen werden, deren Hauptergebnisse im folgenden unter vier Punkten erörtert werden sollen.

1. Die mittlere Wärmeübergangszahl α_m ist in dem oben angegebenen Geschwindigkeits- und Plattenabstandsbereich für alle Düsen von der 0,5ten Potenz der Düsenaustrittsgeschwindigkeit abhängig.

Es gilt also in allgemeiner Form geschrieben

$$\alpha_m = c (Z/B, j/B \text{ usw.}) w_D^{0,50}.$$

2. Es können in Übereinstimmung mit der Literatur grundsätzlich drei Bereiche für Z/B unterschieden werden, die bereits im Abschnitt 7.2 besprochen wurden. Jeweils für $Z/B \leq 0,5$, für $0,5 < Z/B \leq 10$ und für $10 < Z/B < 250$ gelten andere Z/B -Abhängigkeiten für α_m . Allgemein kann gesagt werden, daß für $j/B > 15$ im Bereich $0,5 \leq Z/B \leq 10$ die mittlere Wärmeübergangszahl α_m nur geringfügig von Z/B abhängig ist, so daß in diesem Fall Z/B -Abhängigkeit vernachlässigbar ist.

3. Da umfangreiches Versuchsmaterial vorliegt, konnte mit Sicherheit festgestellt werden, daß die Abhängigkeit der mittleren Wärmeübergangszahl α_m von der Plattenlänge j bzw. von j/B besonders im Bereich $0,5 \leq Z/B \leq 10$ sehr kompliziert ist. Bereits von Ergebnissen der Strömungsuntersuchungen im Wandstrahl (vgl. Abschnitt 7.1) war bekannt, daß z. B. das Geschwindigkeitsverhältnis $w_{x\max}/w_D$ im Gebiet der verzögerten Strömung stark von der Düsenbreite B abhängig ist (vgl. z. B. Bild 7.9 und Gl. 7.7; 7.8), so daß komplizierte Verhältnisse für die Wärmeübergangszahl sowieso zu erwarten waren. Es ist zwar möglich, für einen verhältnismäßig großen j/B -Bereich eine einzige einfache Bestimmungsgleichung für α_m aufzustellen. Eine solche Gleichung ist aber mit größeren Fehlern behaftet. Will man die Meßwerte mit der bestmöglichen Genauigkeit mittels Gleichungen erfassen, so müssen auch für j/B , wie unter Punkt 2. für Z/B gesagt wurde, verschiedene Bereiche angegeben werden. Dies wird eher zu verstehen sein, wenn man sich noch die in Abschnitt 7.2 gezeigten starken Schwankungen im örtlichen Verlauf der Wärmeübergangszahl vergegenwärtigt.

4. Die Ausführungen unter Punkt 2. und 3. machen deutlich, daß es nicht möglich war, die Abhängigkeit der Wärmeübergangszahl von B und j mit einer einzigen

und einfachen Potenzfunktion für den ganzen Untersuchungsbereich darzustellen, weil dieser Bereich viel zu groß war.

Nachstehend sollen nun die Bereiche besprochen werden, in denen eindeutige Bestimmungsgleichungen für die mittlere Wärmeübergangszahl α_m aufgestellt werden konnten. Es handelt sich hierbei um einfache dimensionsbehaftete Gleichungen, die mit einer hohen Genauigkeit die Meßwerte beschreiben.

I. Für den dimensionslosen Plattenabstandsbereich $1 \leq Z/B \leq 10$ und für Plattenlängen j zwischen $300 \text{ mm} < j \leq 1000 \text{ mm}$ mit Düsenaustrittsgeschwindigkeiten $w_D = 14$ bis 100 m/s sind die Endergebnisse mit j als Parameter in Bild 7.26 aufgezeichnet. Dabei ist auf der Ordinate die Größe $(\alpha_m/\sqrt{w_D})_m$ als Mittelwert aus verschiedenen Messungen aufgetragen. Die Standardabweichungen der einzelnen Meßwerte

$$\alpha_m/\sqrt{w_D} = f(Z/B, w_D)$$

von der im Bild 7.26 jeweils aufgetragenen mittleren Größe $(\alpha_m/\sqrt{w_D})_m$ betragen höchstens $\pm 5\%$ für alle Düsenbreiten.

Jede mittlere Größe $(\alpha_m/\sqrt{w_D})_m$ wurde im Durchschnitt aus 40 Einzelwerten gewonnen, so daß eine Streubreite von $\pm 5\%$ als gut bezeichnet werden kann.

Die Abhängigkeit der Größe $(\alpha_m/\sqrt{w_D})_m$ von der Düsenbreite B in dem angegebenen j -Bereich ist offensichtlich bei kleineren Düsenbreiten stärker als bei größeren. Es bildet sich eindeutig eine kritische Düsenbreitenzone, wahrscheinlich im Bereich von $B = 3$ bis 5 mm . Da Düsenbreiten $2 < B < 5 \text{ mm}$ nicht zur Verfügung standen, ist der eigentliche Kurvenverlauf in diesem Bereich unbekannt. Der wahrscheinliche Kurvenverlauf ist deshalb gestrichelt angedeutet. Nimmt man einen geradlinigen Verlauf als Verbindung der Meßpunkte jeweils unterhalb und oberhalb der kritischen Düsenbreitenzone an, welcher zumindest für Düsenbreiten $B = 5$ bis 15 mm mit sehr guter Genauigkeit zutrifft, so zeigt sich, daß der Schnittpunkt der Geraden etwa bei einer kritischen Düsenbreite von $B_{kr} = 3,5 \text{ mm}$ liegt.

In der einschlägigen Literatur ist ein solcher Befund nicht festgestellt worden. Die in der Literatur untersuchten Düsenbreiten lagen meistens oberhalb oder unterhalb dieser Düsenbreite. Lediglich bei Untersuchungen von mehrfachen ebenen Prallstrahlen weisen Schuh und Pettersson [81] auf eine Unstetigkeit der Kurvenverläufe beim Übergang von einer Düsenbreite von $B = 1 \text{ mm}$ auf $B = 5 \text{ mm}$. Als eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten geben die Autoren eventuell das Fehlen der geometrischen Ähnlichkeit zwischen den beiden Düsen an, da die Düsen in beiden Fällen die gleiche Höhe aufwiesen. Aus eigenen Untersuchungen ist aber bekannt, daß die Düsenhöhe keinen großen Einfluß auf die mittlere Wärmeübergangszahl hat. Die Größe $(\alpha_m/\sqrt{w_D})_m$ für die Düsenbreite $B = 1,6 \text{ mm}$ in Bild 7.26 wurde aus Versuchen mit einer langhalsigen Profildüse (Düsentyp 2/1,6; Düsenhöhe 200 mm) ermittelt, während bei allen anderen Düsenbreiten in eine Wand eingefräste Profile (Düsentyp 1) mit einer konstanten Düsenhöhe von 20 mm für die Untersuchungen eingesetzt wurden (vgl. Abschnitt 6.2).

Aus diesem Grunde kann im vorliegenden Fall die Düsenhöhe nicht unbedingt als mögliche Erklärung zur Entstehung einer kritischen Düsenbreitenzone herangezogen werden. Eine Erklärung für diese Verhaltensweise muß vorläufig offen bleiben.

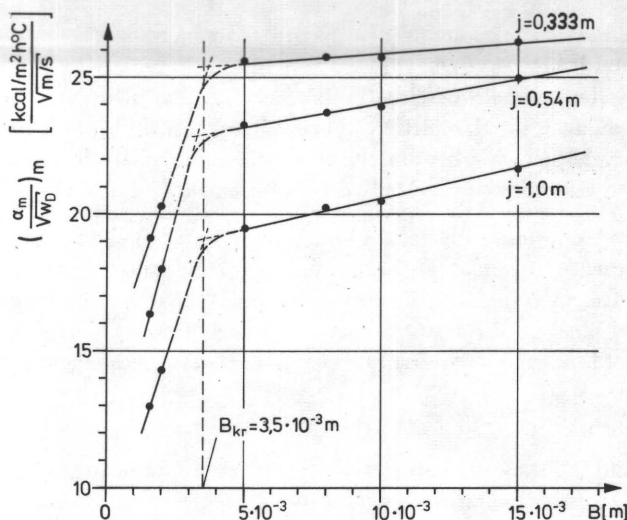


Bild 7.26: Mittlere Wärmeübergangszahl in Abhängigkeit von der Düsenbreite B für Einzeldüsen Typ 1 und 2 mit der Plattenlänge $j = 2x$ als Parameter ($Z/B = 1$ bis 10 ; $w_D = 14$ bis 100 m/s).

Die Gleichungen der in Bild 7.26 als Verbindung der Meßpunkte aufgezeichneten Geraden konnten in zwei Bereichen mit folgenden Gleichungen zusammengefaßt werden:

- 1) Für den Bereich $1,6 \leq B \leq B_{kr} = 3,5$ mm
 $300 < j \leq 1000$ mm und $1 \leq Z/B \leq 10$ gilt

$$\alpha_m = (16,12 - 8,76j + 34,38 B) w_D^{0,50} \quad (7.13)$$

- 2) für den Bereich $B_{kr} = 3,5$ mm $< B \leq 15$ mm
 $300 < j \leq 1000$ mm und $1 \leq Z/B \leq 10$ gilt

$$\alpha_m = [28,18 - 9,904j + B(141,87 \cdot \ln j + 232)] w_D^{0,50} \quad (7.14)$$

Da die Konstanten in den Gleichungen (7.13) und (7.14) dimensionsbehaftet sind, müssen j - und B -Werte in [m], w_D -Werte in [m/s] eingesetzt werden. Damit ergibt sich dann α_m in beiden Fällen in [kcal/m²h⁰C].

Größte Abweichungen der gemessenen Werte von den nach Gleichungen (7.13) und (7.14) errechneten Werten betragen $\pm 1,5\%$. Aus Vergleichsgründen mit anderen Literaturstellen und mit Ergebnissen der Mehrdüsenanordnungen ist es erwünscht, dimensionslose Gleichungen aufzustellen, die in einem bestimmten, fest abgegrenzten j/B -Bereich gültig sind. Nimmt man größere Abweichungen (bis zu $\pm 10\%$) in Kauf, so konnte man in Bereichen $20 < j/B \leq 200$ und $1 \leq Z/B \leq 10$ sowie $3,5$ mm $< B \leq 15$ mm für die Meßwerte zunächst die dimensionsbehaftete Gleichung

$$\alpha_m = 28,85 \cdot e^{(0,021-0,022 f_h) j/B} \cdot w_D^{0,50} \quad (7.15)$$

aufstellen. Für f_h soll die Bezeichnung hydraulischer Formparameter eingeführt werden, der durch die Gleichung

$$f_h = 2B/d_h = 1 + (B/l) \quad (7.15a)$$

definiert ist (mit d_h = hydraulischer Durchmesser und l = Düsenlänge in Schlitzrichtung).

Da l = konst. = 100 mm für alle Einzeldüsenanordnungen war, betrug $f_h = 1,016$; 1,020; 1,050; 1,080; 1,100 und 1,150 für die sechs verschiedenen Düsenbreiten. Gl. (7.15) gilt für $f = 1,035$ bis 1,15 mit $\pm 10\%$ Fehler. Die Einführung eines solchen Parameters wie f_h ist praktisch als Notlösung zu betrachten, um überhaupt eine dimensionslose Gleichung aufstellen zu können. Solange f_h im Gültigkeitsbereich der Messungen bleibt, dürfte für f_h = konst. eine Änderung der Düsenlänge l aufgrund der Ähnlichkeitsgesetze ohne weiteres möglich sein. Obwohl die Messungen echt nur für $l = 100$ mm durchgeführt wurden, darf also erwartet werden, daß die Gl. (7.15) auch für $l \neq 100$ mm gilt. Dieser Hinweis ist im Zusammenhang mit praxisnahen Düsenlängen von Bedeutung. Für praktische Berechnungen sollte daher Gl. (7.15) benutzt werden.

Darin sind f_h und j/B definitionsgemäß dimensionslos, die Düsenaustrittsgeschwindigkeit w_D dagegen ist mit der Dimension [m/s] einzusetzen. Damit erhält man die mittlere Wärmeübergangszahl α_m in [kcal/m²h°C]. In einem weiteren Schritt kann die Gl. (7.15) in folgender Weise für den speziellen Fall $l = 100$ mm dimensionslos gemacht werden: Wenn für die Luft bei 20°C die Wärmeleitzahl mit $\lambda = 0,0221$ [kcal/mh°C] und die kinematische Zähigkeit mit $\nu = 15,11 \cdot 10^{-6}$ [m²/s] sowie zur Umformung der Zahlenkonstante 28,85 die Düsenlänge $l = 100$ mm und für den Teilexponenten der e-Funktion der Faktor

$$\psi_1 = 0,021 - 0,022 f_h \quad (7.15b)$$

eingeführt wird, so ergibt sich die Gleichung für die Nusselt-Zahl zu

$$(Nu_B)_m = 1,605 e^{\psi_1(j/B)} \cdot (B/l)^{0,50} \cdot Re_B^{0,50} \quad (7.16)$$

Darin ist

$$(Nu_B)_m = \frac{\alpha_m \cdot B}{\lambda} \quad \text{bzw.} \quad Re_B = \frac{w_D \cdot B}{\nu}$$

Die Gleichung (7.16) ist im Gegensatz zu Gl. (7.15) nur für l = konst. = 100 mm gültig. Mit Ausnahme dieser Einschränkung gelten sonst die gleichen Bereiche wie für Gl. (7.15) ($3,5 < B \leq 15$ mm und damit für $1,035 < f_h \leq 1,15$ mit $\pm 10\%$). Eine Erweiterung der unteren Grenzen der Gl. (7.15) bzw. Gl. (7.16) auf $B = 1,6$ und $f_h = 1,016$, unter Beibehaltung der anderen Bereiche mit $j/B = 20$ bis 200 und $Z/B = 1$ bis 10 ist möglich, wenn man größere Fehler bis $\pm 15\%$ in Kauf nimmt. Die größere Abweichung rührt daher, weil die mittlere Wärmeübergangszahl α_m für $B < 3,5$ mm eine andere Abhängigkeit von j/B aufweist, wie anhand des Bildes 7.26 bereits gezeigt wurde.

Vollständigkeitshalber sei für $B = 2 \text{ mm}$ die Gleichung

$$(Nu_B)_m = 0,489 (j/B)^{-0,225} Re_B^{0,50} \quad (7.17)$$

und für $B = 1,6 \text{ mm}$ die Gleichung

$$(Nu_B)_m = 0,489 (j/B)^{-0,240} Re_B^{0,50} \quad (7.18)$$

angegeben, welche in Bereichen $30 < j/B \leq 200$ und $1 < Z/B \leq 10$ mit einer Genauigkeit von $\pm 8\%$ gültig sind.

II. Für den dimensionslosen Plattenabstandsbereich $10 \leq Z/B \leq 80$ und für Plattenlängen zwischen $300 < j \leq 1000 \text{ mm}$ und Düsenbreiten zwischen $5 \leq B \leq 15 \text{ mm}$ mit Düsenaustrittsgeschwindigkeiten $w_D = 14$ bis 100 m/s konnte aus 540-Wertepaaren die Gleichung

$$(Nu_j)_m = e^{-0,085 \sqrt{Z/B}} \cdot [0,879 (\ln j + 4,913)] Re_j^{0,50} \quad (7.19)$$

aufgestellt werden. Größte Abweichungen der einzelnen Meßwerte liegen dabei bis auf einige Ausnahmen bei $\pm 10\%$, wie man aus Bild 7.27 entnehmen kann.

In den Klammerausdruck ist j in $[m]$ einzusetzen, während die anderen Größen dimensionslos sind. In Gleichung (7.19) bedeuten

$$(Nu_j)_m = \frac{\alpha_m \cdot j}{\lambda} \quad \text{bzw.} \quad Re_j = \frac{w_D \cdot j}{\nu}$$

mit λ = Wärmeleitzahl und ν = kinematische Zähigkeit der Luft.

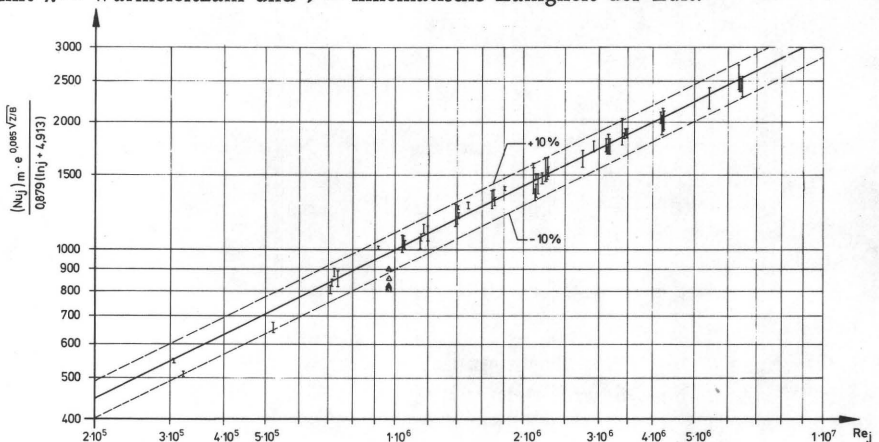


Bild 7.27: Mittlere Wärmeübergangszahl für Einzeldüsenanordnungen nach Gl. (7.19).

Für die mittlere Wärmeübergangszahl α_m im Bereich $10 \leq Z/B \leq 80$ konnte für den Fall $j < 300 \text{ mm}$ und $B < 5 \text{ mm}$ keine zufriedenstellende Bestimmungsgleichung aufgestellt werden. Mit den Gleichungen 7.13 bis 7.19 wurde aber durchaus ein technisch interessanter Bereich erfaßt.

8. MEHRFACHE EBENE PRALLSTRAHLEN

8.1 Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahl

Für die Mehrdüsenanordnung MD1, MD2, MD3 und MD4 (vgl. Abschnitt 6.2) wurden zahlreiche Messungen der örtlichen Wärmeübergangszahl mit der Düsenaustrittsgeschwindigkeit und dem Plattenabstand als Parameter durchgeführt. Im folgenden soll anhand von einigen mehr oder weniger willkürlich gewählten Beispielen der Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahl für Plattenabstände $Z/B \leq 50$ für alle Mehrdüsenanordnungen gemeinsam erörtert werden:

Die in den Bildern 8.1 bis 8.8 gezeigten Wärmeübergangsverläufe sind nach der Versuchsanordnung in Bild 5.1 für $y = 0$ (Mittellinie der Mehrdüsenanordnung) und wie bei Einzeldüsenanordnungen mit Hilfe der Meßanordnung nach Bild 5.10 aufgenommen.

Örtliche Wärmeübergangszahlen in x -Richtung wurden bei verschiedenen Plattenabständen auch für $y = \pm 100$ mm gemessen. Wegen Fertigungstoleranzen der Düsen waren zwar einige Abweichungen im örtlichen Verlauf – insbesondere an Maximum- und Minimumstellen – zu verzeichnen, die aber nur in wenigen Fällen $\pm 10\%$, bezogen auf den mittleren Wert, betrugen. Wichtiger als die örtlichen Unterschiede sind die Abweichungen der mittleren Wärmeübergangszahlen quer zur Schlitzrichtung für verschiedene y -Abstände bei gleichen Z/B - und w_D -Werten. In diesem Fall blieben die Abweichungen unter $\pm 1\%$, so daß die Wärmeübergangsverläufe für $y = 0$ durchaus repräsentativ für andere y -Abstände sind. Die Bilder 8.1 bis 8.8 enthalten zur besseren Übersicht maßstabgerecht verkleinerte Zeichnung der jeweiligen Mehrdüsenanordnung.

Der Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahl unter jeder Düse ist bei kleineren Plattenabständen ($Z/B < 3$) ähnlich wie bei einem Einzelpfallstrahl mit seinen charakteristischen Maxima und Minima für den Wärmeübergang. Bemerkenswert ist die Tatsache daß außer diesen bekannten Maxima und Minima bei kleinen Plattenabständen ein weiteres relatives Maximum ungefähr in der Mitte von zwei benachbarten Prallstrahlen in mehreren Fällen registriert wurde, wie man beispielsweise aus Bild 8.6 eindeutig (vgl. auch Bilder 8.1 und 8.7) entnehmen kann. Dieses Maximum ist offensichtlich auf den Zusammenprall von zwei entgegengesetzten Wandstrahlen an gleicher Stelle zurückzuführen, welcher scheinbar nur bei kleineren Plattenabständen (aber auch dann nicht immer) zu einer geringfügigen Erhöhung der Wärmeübergangszahl führt. Das Entstehen eines weiteren Maximums in der Mitte von zwei Prallstrahlen wurde auch bei runden Prallstrahlen von Koschel [92] festgestellt.

Im Abschnitt 6.3 wurde aufgrund der gemessenen Geschwindigkeitsverteilung längs der Strahlachse (vgl. Bild 6.23) den Ausführungen von Huesmann [103] folgend von drei verschiedenen Strahlzonen gesprochen. Da in der Primärstrahlzone die aus-

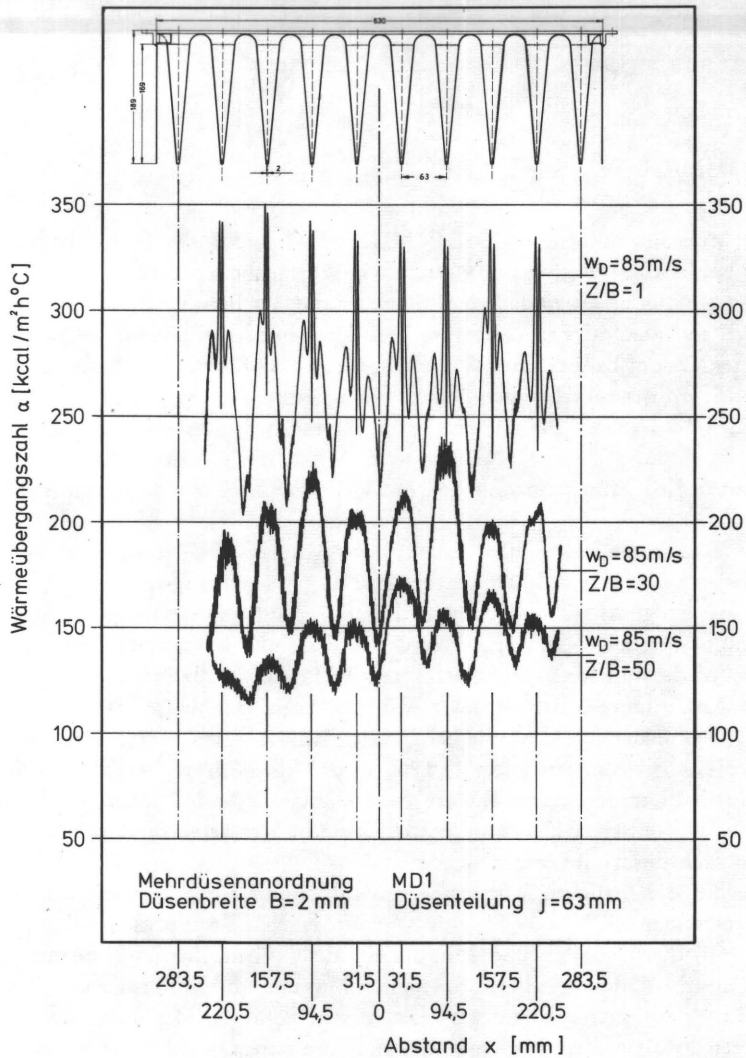


Bild 8.1: Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahlen für die Mehrdüsenanordnung MD1 bei verschiedenen dimensionslosen Plattenabständen Z/B und für die Düsenaustrittsgeschwindigkeit $w_D = 85$ m/s.

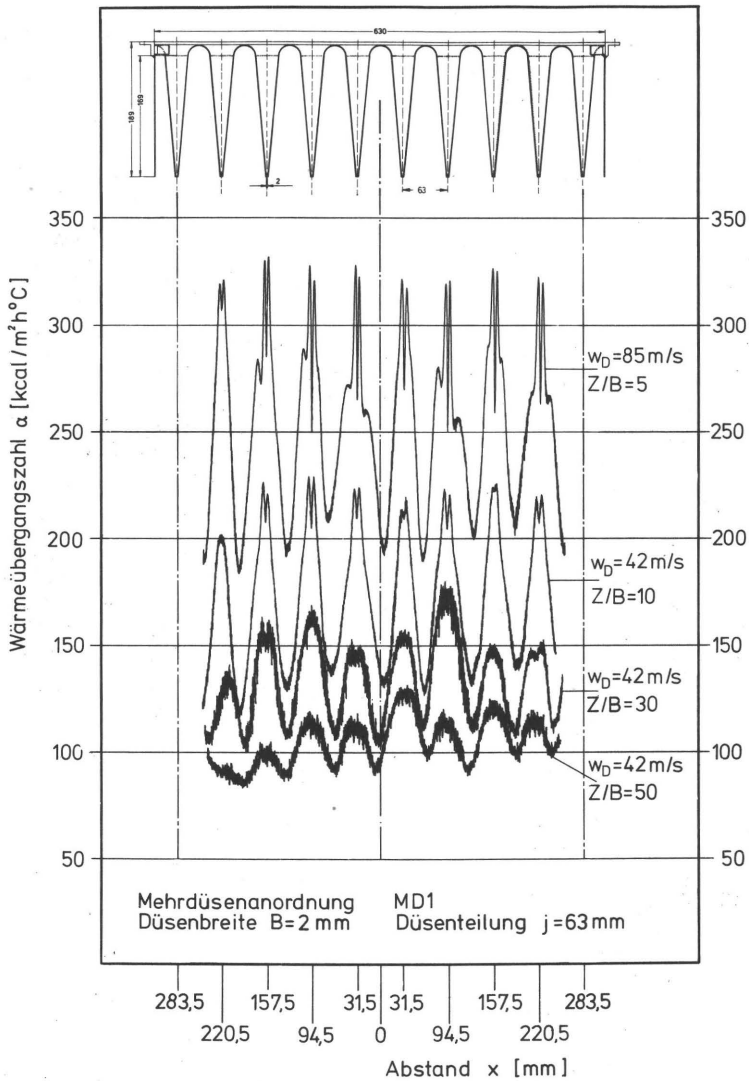


Bild 8.2: Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahlen für die Mehrdüsenanordnung MD1 bei verschiedenen dimensionslosen Plattenabständen Z/B und für zwei verschiedene Düsenaustrittsgeschwindigkeiten ($w_D = 42 \text{ m/s}$; 85 m/s).

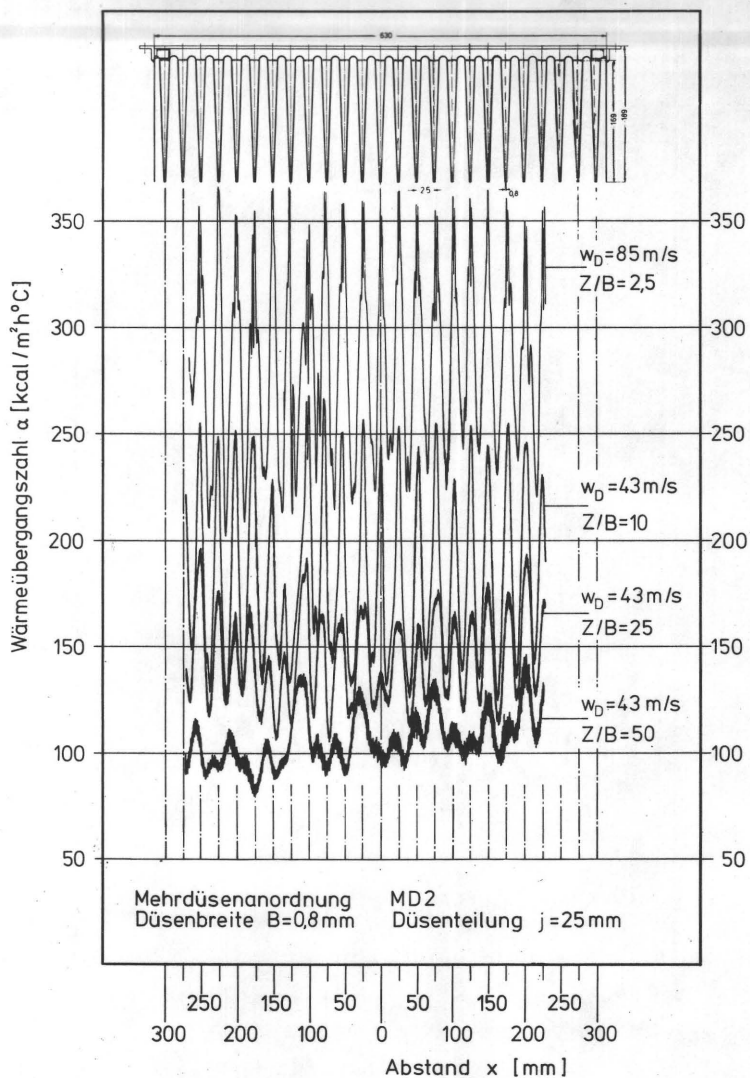


Bild 8.3: Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahlen für die Mehrdüsenanordnung MD2 bei verschiedenen dimensionslosen Plattenabständen Z/B und für zwei verschiedene Düsenaustrittsgeschwindigkeiten ($w_D = 43 \text{ m/s}$; 85 m/s).

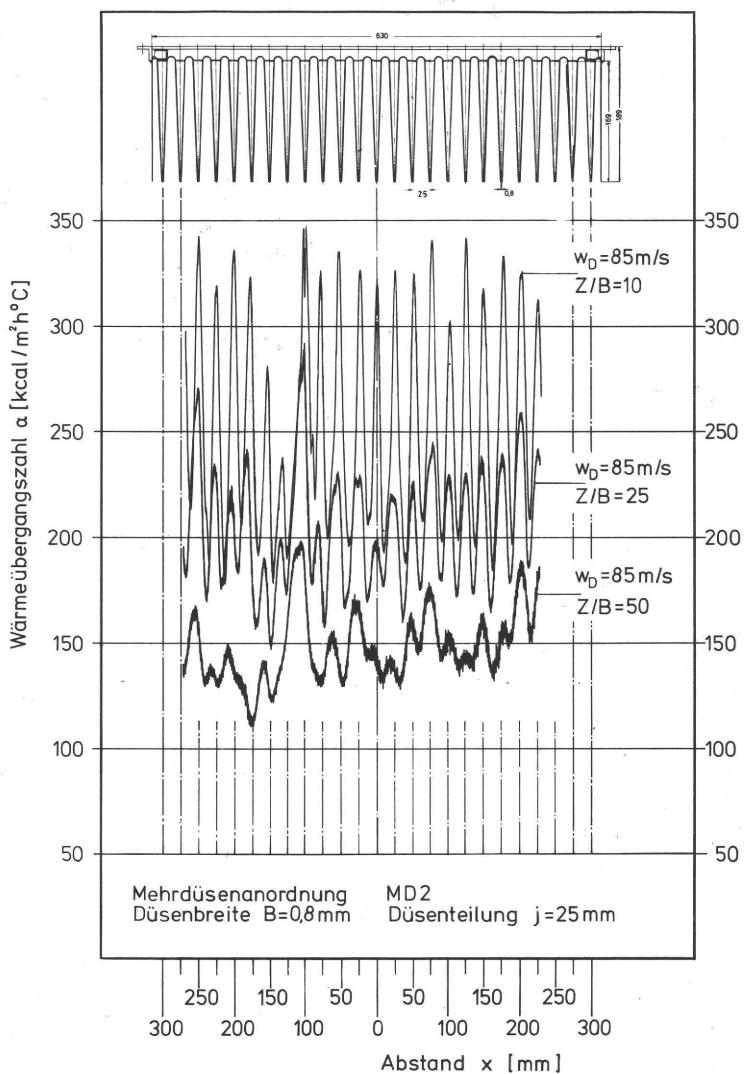


Bild 8.4: Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahlen für die Mehrdüsenanordnung MD2 bei verschiedenen dimensionslosen Plattenabständen Z/B und für die Düsenaustrittsgeschwindigkeit $w_D = 85 \text{ m/s}$.

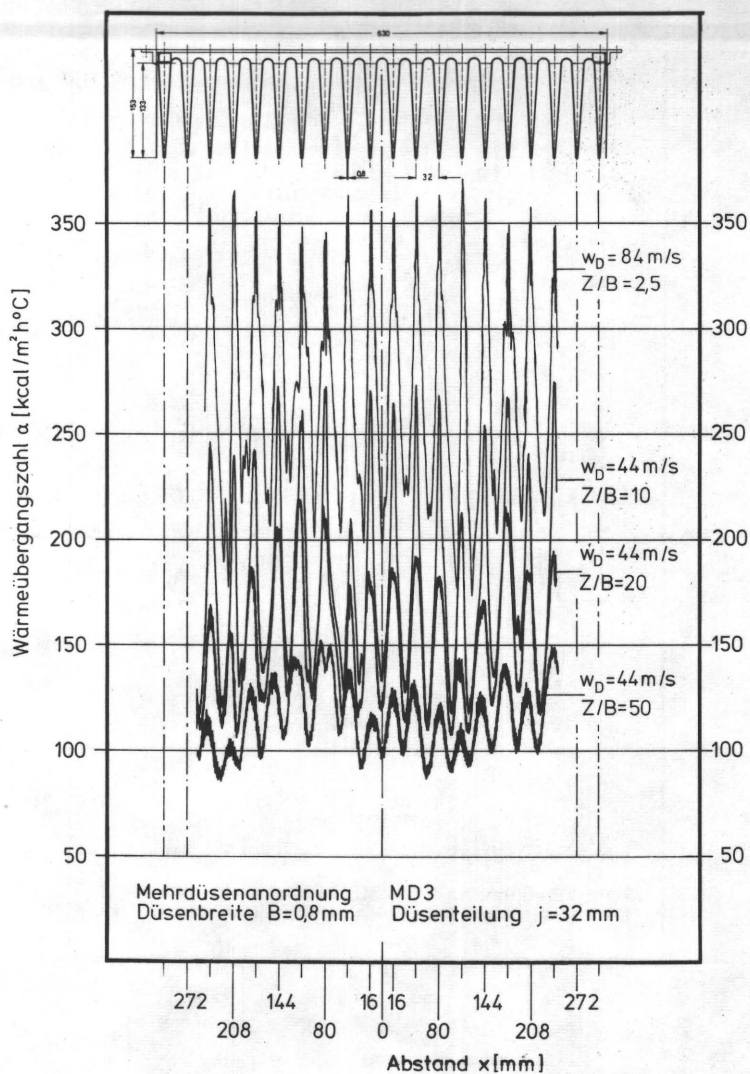


Bild 8.5: Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahlen für die Mehrdüsenanordnung MD3 bei verschiedenen dimensionslosen Plattenabständen Z/B und für zwei verschiedene Düsenaustrittsgeschwindigkeiten ($w_D = 44$ m/s; 84 m/s).

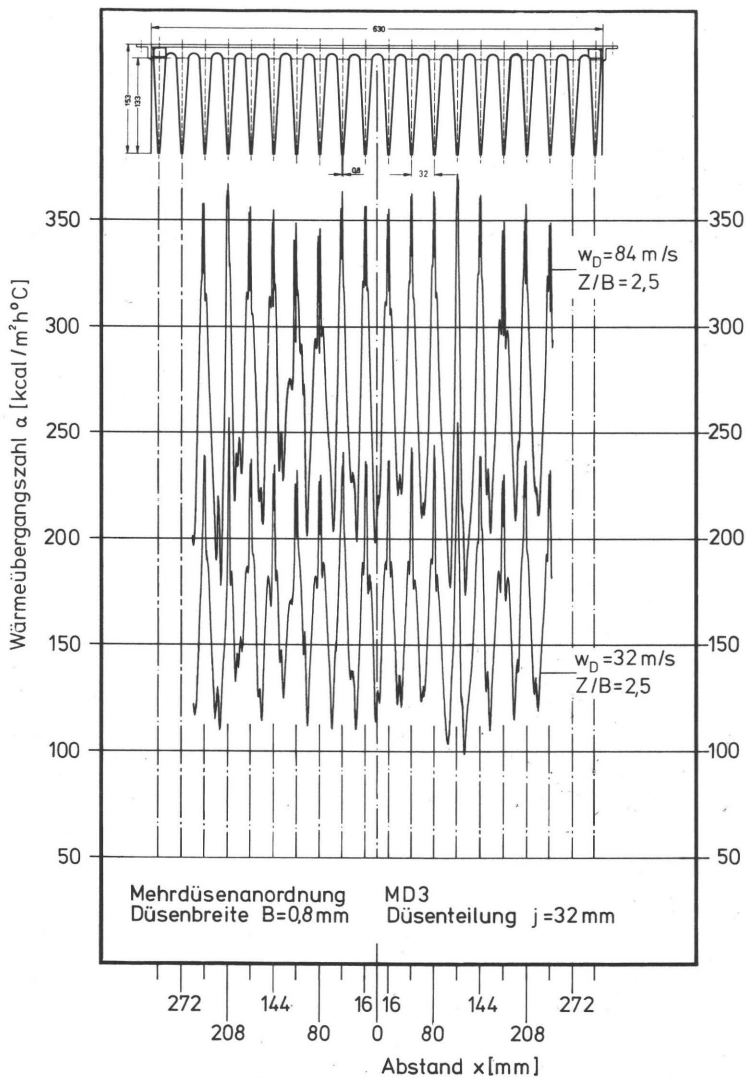


Bild 8.6: Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahlen für die Mehrdüsenanordnung MD3 bei einem Plattenabstand von $Z/B = 2,5$ und für zwei verschiedene Düsenaustrittsgeschwindigkeiten ($w_D = 32 \text{ m/s}$; 84 m/s).

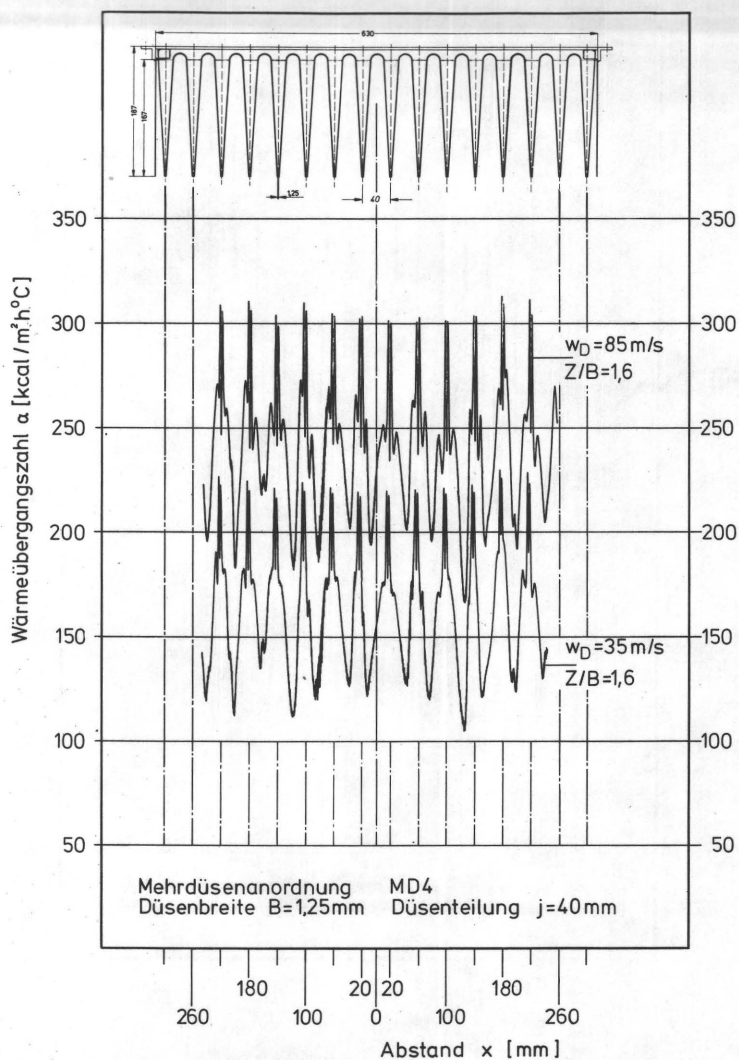


Bild 8.7: Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahlen für die Mehrdüsenanordnung MD4 bei einem Plattenabstand von $Z/B = 1,6$ und für zwei verschiedene Düsenaustrittsgeschwindigkeiten ($w_D = 35 \text{ m/s}$; 85 m/s).

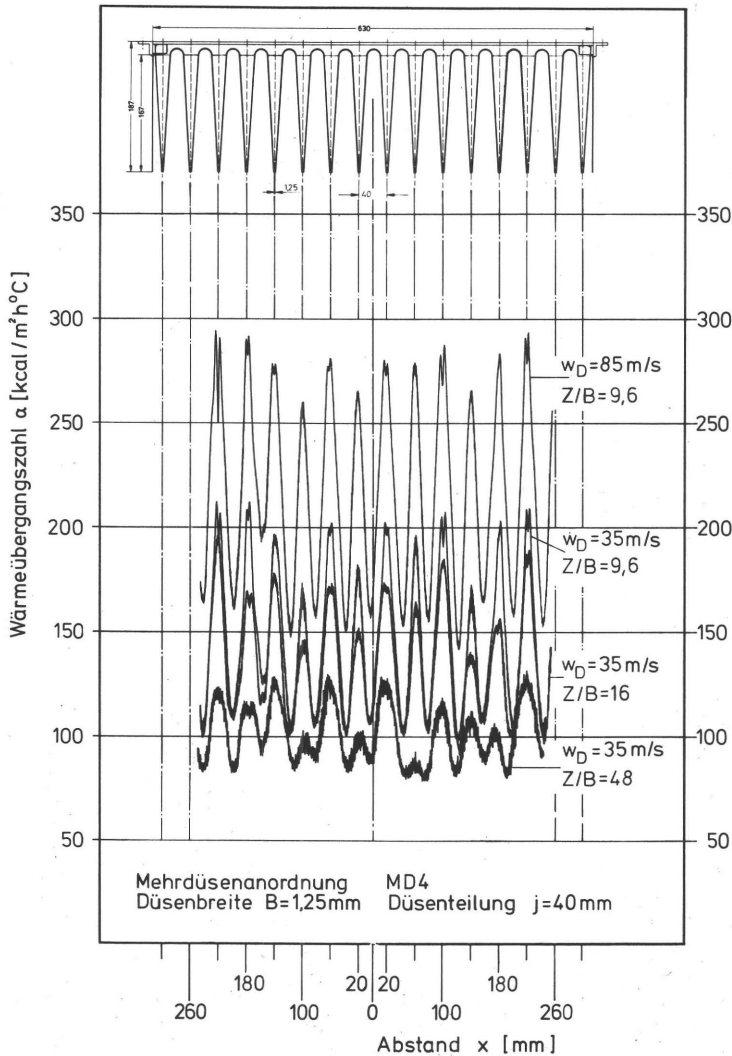


Bild 8.8: Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahlen für die Mehrdüsenanordnung MD4 bei verschiedenen dimensionslosen Plattenabständen Z/B und für zwei verschiedene Düsenaustrittsgeschwindigkeiten ($w_D = 35 \text{ m/s}$; 85 m/s).

tretenden Strahlen den Charakter von Freistrahlen haben, d. h. sich noch nicht gegenseitig beeinflussen, sind die bei kurzen Plattenabständen gemessenen Wärmeübergangsverläufe jedes Prallstrahles weitgehend ähnlich mit dem Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahl eines alleinstehenden Prallstrahles.

In der Mischzone, in der sich die Geschwindigkeitsunterschiede im Strahlprofil mit der Entfernung vom Düsenaustritt immer mehr ausgleichen, sieht man in der Tendenz das analoge Verhalten im Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahlen. Da für jeden einzelnen Düsenstrahl aufgrund der Herstellungstoleranzen der Düsen, sowie durch Sekundärluftbeeinflussungen das Geschwindigkeitsprofil in gleicher Ebene offensichtlich etwas unterschiedlich ist, entstehen ungleichmäßige Wärmeübergangsprofile. Bemerkenswert ist bei kurzen Plattenabständen die verhältnismäßig gute Übereinstimmung der Wärmeübergangsprofile der einzelnen Prallstrahlen untereinander, während bei größeren Plattenabständen die Unterschiede deutlich größer werden. Sieht man von diesen Einzelunterschieden ab, d. h. zieht man nur die mittlere Differenz zwischen Maximum und Minimum in Betracht, dann ist ihre Verkleinerung bei wachsendem Z/B eindeutig. Ein vollständig ausgeglichenes Wärmeübergangsprofil über die Trocknerlänge wurde auch bei Plattenabständen, die größer als $Z/B = 50$ sind, nicht gemessen. Die Wärmeübergangsprofile bei verschiedenen Plattenabständen geben andererseits auch einen Hinweis über die Verteilung der axialen Geschwindigkeit w_x in x -Richtung im Feld der Freistrahlen. Da für alle Mehrdüsenanordnungen die Wärmeübergangsverläufe in x -Richtung erst im Bereich $Z/B = 50$ bis 100 verhältnismäßig gleichmäßiger werden, so ist es zu vermuten, daß im Freistrahlfeld der Übergang von der Mischzone zum Sekundärstrahl sowie die Ausbildung der Kernzone des Sekundärstrahles ungefähr im Bereich $z'/B = 50$ bis 100 vonstatten geht. Eine solche Vermutung wurde bereits in Abschnitt 6.3 zumindest für Mehrdüsenanordnungen MD2 und MD3 bei der Diskussion der Geschwindigkeitsverteilung längs der Strahlachse (vgl. Bild 6.23) geäußert, die sich auf eine Abflachung im Verlauf der Geschwindigkeit stützte.

Der Einfluß der Turbulenz auf den Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahl bei mehrfachen Prallstrahlen ist allein mit Hilfe der im Abschnitt 6.3 behandelten Änderung des Turbulenzgrades entlang der Strahlachse (Bild 6.24) kaum zu ergründen. In diesem Zusammenhang kann daher nur wiederholt darauf hingewiesen werden, daß die gemessenen Wärmeübergangsverläufe für sehr niedrige Turbulenzgrade gelten.

8.2 Mittlere Wärmeübergangszahl für mehrfache ebene Prallstrahlen

Aus zahlreichen örtlichen Wärmeübergangsverläufen für Mehrdüsenanordnungen wurden im Bereich $w_D = 30$ bis 90 m/s und $Z/B = 1$ bis 130 durch Ausplanimetrieren über den gesamten Abstand x mittlere Wärmeübergangszahlen ermittelt.

Will man die Versuchsergebnisse mit kleinstmöglichen Abweichungen der Meßwerte in Form einer Gleichung angeben, so ist es auch bei Mehrdüsenanordnungen zweckmäßig, zwischen zwei Z/B -Bereichen zu unterscheiden:

I. Für den dimensionslosen Plattenabstandsbereich

$1 \leq Z/B \leq B_g/B = i$ und den Teilungsverhältnisbereich $30 \leq j/B \leq 40$ gilt

$$(Nu_B)_m = 0,444 (j/B)^{-0,38} \cdot e^{6,7/i} \cdot [1,022 - 0,0236(Z/B)]^{0,50} \cdot Re_B^{0,50} \quad (8.1)$$

$$(Nu_j)_m = 0,444 (j/B)^{0,12} \cdot e^{6,7/i} \cdot [1,022 - 0,0236(Z/B)]^{0,50} \cdot Re_j^{0,50} \quad (8.2)$$

$$\text{Dabei ist } (Nu_B)_m = \frac{\alpha_m \cdot B}{\lambda} \quad \text{bzw.} \quad (Nu_j)_m = \frac{\alpha_m \cdot j}{\lambda}$$

$$\text{und} \quad Re_B = \frac{w_D \cdot B}{\nu} \quad \text{bzw.} \quad Re_j = \frac{w_D \cdot j}{\nu}$$

Diese Gleichungen wurden aus insgesamt 121 Meßwerten gewonnen, deren Standard-Abweichungen $\pm 2,8\%$ betragen. Die Anzahl der Düsen i wurde bei den Untersuchungen zwischen $i = 10$ bis 25 geändert (vgl. Abschnitt 6.2, Tab. 3). Für $i < 10$ ist jedoch in beiden Gleichungen $i = 10$ einzusetzen, wobei dann der Gültigkeitsbereich zwischen den festen Grenzen $1 \leq Z/B \leq 10$ gegeben ist. Mit anderen Worten sind die Gleichungen unabhängig von der Anzahl der Düsen für $i = 1$ bis 10 . Obwohl dieser Bereich nicht untersucht wurde, besteht aufgrund physikalischer Überlegungen ein plausibler Grund zu dieser Behauptung. Ohne näher darauf einzugehen, sei in diesem Zusammenhang folgendes vermerkt:

Der in den Gleichungen (8.1) und (8.2) auftretende Ausdruck in eckigen Klammern sei Ψ_2 genannt. Es gilt also

$$\Psi_2 = 1,022 - 0,0236 (Z/B) \quad (8.3)$$

Multipliziert man Ψ_2 mit w_D/B , so erhält man den Geschwindigkeitsgradienten a für ebene Prallstrahlen, der durch Gl. (7.1) (vgl. Abschnitt 7.2) gegeben ist. Insofern besteht also eine Korrelation zwischen den einzelnen und mehrfachen ebenen Prallstrahlen. Bei einzelnen Prallstrahlen ist der dimensionslose Plattenabstand $Z/B = 8$ bis 12 , wie im Abschnitt 7.3 und 7.4 gezeigt wurde, ein charakteristischer Abstand.

Setzt man als Grenzfall $j/B = 1$ und $i = 10$ in Gl. (8.1) ein, so ergibt sich

$$(Nu_B)_m = 0,868 \psi_2^{0,50} \cdot Re_B^{0,50} \quad (8.4)$$

Es ist nicht anzunehmen, daß die Zahlenkonstante in Gl. (8.4) viel größer sein kann als eins, da nach der Theorie der ebenen Staupunktströmung unabhängig vom Staupunktabstand (vgl. Abschnitt 5.3)

$$\alpha = 0,50 \lambda \sqrt{a/\nu} \quad (5.20)$$

gilt und die mittlere Wärmeübergangszahl der wirklichen Prallströmung $\alpha_m \approx 2 \alpha$ ist.

Ein ähnliches Verhalten wurde beispielsweise bei senkrecht angeströmten Kreiszylindern auch festgestellt. Fitzner [123] zeigte, daß die Wärmeübergangszahl im Staupunkt des Zylinders für den Fall eines ebenen Prallstrahles etwa um einen Faktor 2,3 größer ist als diejenige bei unendlich ausgedehnter Anströmung.

Eine andere Grenzbetrachtung zeigt, daß für $i = \infty$ und $j/B = 1$ die Zahlenkonstante den Wert von 0,444 annimmt, also nicht erheblich von der Zahlenkonstante der Gl. (5.20) verschieden ist. Mit anderen Worten ist bei unendlich vielen Düsenstrahlen annähernd ein Übergang zu der theoretischen Wärmeübergangszahl einer ebenen Staupunktströmung vorhanden.

Diese Grenzbetrachtungen sollten nur zeigen, daß die Gl. (8.1) bzw. (8.2) bei Anwendung rein physikalischen Überlegungen gestützt auf Theorie und Experiment vernünftige Ergebnisse liefern, ohne natürlich den Anspruch zu erheben, weit über die in Tabelle 3 angegebenen Grenzen hinaus gültig zu sein. Dies gilt insbesondere für i - und (j/B) -Abhängigkeit. Es sei daran erinnert, daß die Trocknerlänge mit $L = 630$ mm konstant für alle untersuchten Mehrdüsenanordnungen war. Daher ist für $j/B = \text{konst.}$ die Anzahl der Düsen i und die Düsenbreite B zwar variabel, aber in der vorgeschriebenen Weise, daß wegen $i = B_g/B = L/j$ mit Vergrößerung der Düsenbreite die Anzahl der Düsen abhängig von $L = 630$ mm kleiner wird. Innerhalb der angegebenen Gültigkeitsgrenzen der Gleichungen (8.1) und (8.2) ist die mittlere Wärmeübergangszahl α_m in diesem Fall nur geringfügig von i und B abhängig, wenn j/B und w_D konstant gehalten werden, wie im Abschnitt 9 gezeigt wird.

Ob nun die experimentell gefundenen Beziehungen für $L = 630$ mm auch im Falle $L = \text{variabel}$ (d. h. i und B können unabhängig voneinander variiert werden) ihre Gültigkeit behalten, kann nur aufgrund der vorstehend gemachten Grenzbetrachtungen spekulativ vermutet werden. Auch der Befund, daß das Geschwindigkeitsverhältnis w_{Str}/w_D im Freistrahlfeld in einem großen Z/B -Bereich von der Anzahl der Düsen abhängig ist (vgl. Abschnitt 6.2) verstärkt die Vermutung, daß eine Abhängigkeit der Wärmeübergangszahl von i nicht abwegig ist. In der einschlägigen Literatur ist ein Hinweis über die Abhängigkeit der Wärmeübergangszahl von der Anzahl der Düsen bisher nicht bekannt geworden. Diese Abhängigkeit kann auch bei eigenen Untersuchungen vollkommen verneint werden, wenn man die Meßergebnisse durch andere, allerdings mit größeren Fehlern behaftete Gleichungen beschreibt. So

konnte aus 136 Meßwerten in einem Bereich von $1 \leq Z/B \leq 25$ und $30 \leq j/B \leq 40$ folgende Gleichung

$$(\text{Nu}_B)_m = 0,50 (57,878 f_h - 57,638) e^{-0,003857(j/B)} \cdot \psi_2^{0,50} \cdot \text{Re}_B^{0,50} \quad (8.5)$$

aufgestellt werden. Die Standard-Abweichungen der Meßwerte betragen $\pm 4,9\%$ (größte Abweichung $\pm 10\%$). Verglichen mit Gl. (8.1) und (8.2) sind die Abweichungen der Meßwerte relativ hoch. Die Nusselt-Zahl nach Gl. (8.5) ist von der Trocknerlänge L und damit von der Anzahl der Düsen i unabhängig. Dafür ist aber eine neue Abhängigkeit von der Trocknerbreite l vorhanden, die über den hydraulischen Formparameter

$$f_h = 2B/d_h = 1 + B/l \quad (7.15a)$$

wirksam wird ($f_h = 1,002$ bis $1,005$).

Will man die Meßwerte dimensionslos darstellen, so war bei eigenen Messungen außer den charakteristischen Längen, B , j und Z immer eine weitere Länge, beispielsweise l oder L , notwendig. So war auch möglich, mit L die Gleichung

$$(\text{Nu}_B)_m = 0,1365 e^{208,6(B/L)} \cdot e^{-0,003857(j/B)} \cdot \psi_2^{0,50} \cdot \text{Re}_B^{0,50} \quad (8.6)$$

aufzustellen, die mit einer Standard-Abweichung von $\pm 4,5\%$ (größte Abweichung $\pm 8\%$) in einem Bereich von $30 \leq j/B \leq 40$; $1 \leq Z/B \leq 25$ und $0,0012 < B/L < 0,0082$ gültig ist. Da in Gl. (8.6) die Trocknerlänge L vorkommt, so ist für $L = \text{konst.}$ und $j/B = \text{konst.}$ bei veränderlicher Düsenbreite B eine Abhängigkeit der mittleren Wärmeübergangszahl von der Anzahl der Düsen implizit vorhanden. Die Wärme- bzw. Stoffübergangsgleichungen für Prallstrahlen, die von anderen Autoren aufgestellt wurden, weisen fast in allen Fällen nur j/B - und Z/B -Abhängigkeiten als dimensionslose charakteristische Längenverhältnisse auf. Nur bei Koschel [92] war die Bestimmungsgleichung von α_m für runde Prallstrahlen in Reihenanordnung wie hier in Gl. (8.6) außer j/D und Z/D mit dem Längenverhältnis D/L angegeben. Insofern ist auch dort für $L = \text{konst.}$, $j/D = \text{konst.}$ bei veränderlichem Düsendurchmesser D die mittlere Wärmeübergangszahl α_m von der Anzahl der Düsen abhängig. Die beste Näherung der Meßwerte ist durch Gl. (8.1) bzw. (8.2) gegeben. Die Gleichung (8.5) ist aber trotz der höheren Fehler wegen ihrer Form zum Vergleich mit Einzeldüsen-ergebnissen besser geeignet.

II. Unabhängig davon, daß die obere Z/B -Grenze in dem unter I. besprochenen Z/B -Bereich sich mit der Erhöhung der Düsenanzahl über $Z/B = 10$ erhöhen kann und damit der Gültigkeitsbereich von α_m nach Gl. (8.1) bzw. (8.2) auch vergrößert wird, wurde für alle α_m -Werte für einen Z/B -Bereich zwischen $1 \leq Z/B \leq 130$ eine

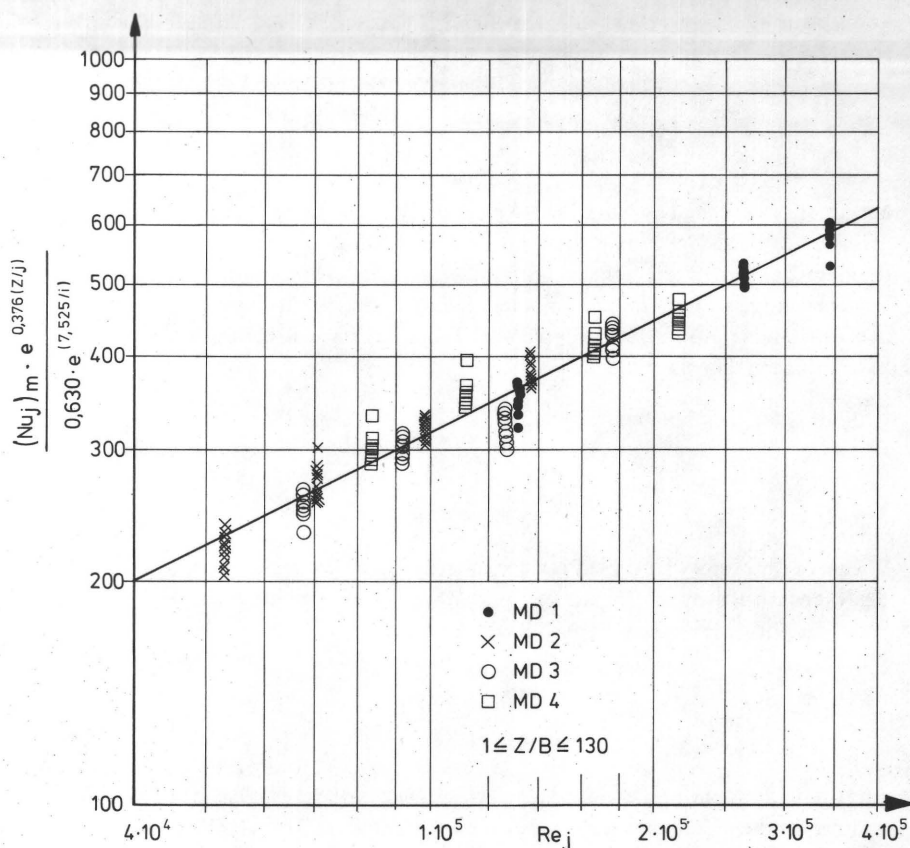


Bild 8.9: Mittlere Wärmeübergangszahl für Mehrdüsenanordnungen nach Gl. (8.8).

einige Gleichung aufgestellt. Es gilt für $30 < j/B \leq 40$ und $i \geq 10$, wobei $i \neq Z/B$ sein darf,

$$(Nu_B)_m = 0,630 (j/B)^{-0,50} e^{(7,525/i) - 0,376 (Z/j)} \cdot Re_B^{0,50} \quad (8.7)$$

bzw.

$$(Nu_j)_m = 0,630 e^{(7,525/i) - 0,376 (Z/j)} \cdot Re_j^{0,50} \quad (8.8)$$

Diese Gleichungen wurden aus 212 Messungen gewonnen, deren Standard-Abweichungen $\pm 4,53\%$ betragen. Die größten Abweichungen der Meßwerte sind aus Bild 8.9 zu entnehmen.

Für den Bereich $Z/B \leq 25$ sind jedoch die Gleichungen (8.1) bzw. (8.2) wegen ihrer größeren Genauigkeit der Gleichung (8.7) bzw. (8.8) vorzuziehen.

9. VERGLEICH ZWISCHEN DEN EINZELNEN UND MEHRFACHEN EBENEN PRALLSTRAHLEN IM HINBLICK AUF EINE OPTIMIERUNG

Im Zusammenhang mit der Optimierung eines Prallstrahlrockners sind die Düsenbreite B und die Düsenteilung j neben anderen Größen wichtige Parameter.

Um den Einfluß der Düsenbreite auf die mittlere Wärmeübergangszahl bei Mehrdüsenanordnungen zeigen zu können, soll die Gleichung (8.1) wie folgt umgeformt werden:

$$\alpha_m = 0,444 (j/B)^{-0,38} \cdot e^{6,7/i} \frac{\lambda}{\sqrt{B}} \sqrt{\frac{\Psi_2 w_D}{\nu}} \quad (9.1)$$

Wenn Z/B und w_D konstant gehalten werden, so kann man

$$\alpha_m = c_1 (j/B)^{-0,38} \cdot e^{6,7/i} \cdot B^{-0,50} \quad (9.1a)$$

schreiben, wobei $c_1 = 0,444 \lambda \sqrt{\frac{\Psi_2 \cdot w_D}{\nu}}$ bedeutet.

Für MD1, MD2 und MD4 sind die Teilungsverhältnisse j/B nach Tabelle 3 etwa gleich groß, so daß man mit einem mittleren $j/B = 31,6$ aus Gleichung (9.1a)

$$\alpha_m = 0,269 \cdot c_1 \frac{e^{6,7/i}}{\sqrt{B}} \quad (9.1b)$$

erhält. Setzt man nun für i und B die entsprechenden Werte von MD1, MD2 und MD4 nach Tabelle 3 in Gleichung (9.1b) ein, so erhält man jeweils für

$$\text{MD1: } \alpha_m = 11,755 c_1 \quad \text{kcal/m}^2\text{h}^\circ\text{C}$$

$$\text{MD2: } \alpha_m = 12,434 c_1 \quad \text{kcal/m}^2\text{h}^\circ\text{C}$$

$$\text{MD4: } \alpha_m = 11,565 c_1 \quad \text{kcal/m}^2\text{h}^\circ\text{C}$$

Gleiche c_1 - und j/B -Werte ergeben andererseits gleich große Ventilatorleistung N pro Trocknungsfläche F_p . Denn es gilt:

$$N = \frac{V_L \Delta P}{102} = \frac{F_p (B/j) \gamma_L \epsilon w_D^3}{2g \cdot 102 \eta} \quad [\text{kW}] \quad (9.2)$$

Mit $\gamma_L = 0,8535 \text{ kp/m}^3$ bei einer Lufttemperatur von z. B. $t = 140^\circ\text{C}$ und mit einem angenommenen Gesamtwirkungsgrad von $\eta = 0,6$, ferner mit einer Kontraktionszahl von $\epsilon \approx 1$ für Schlitzdüsen ergibt sich beispielsweise aus Gleichung (9.2)

$$N/F_p = 7,1 \cdot 10^{-4} \cdot (B/j) \cdot w_D^3 \quad [\text{kW/m}^2] \quad (9.2a)$$

In einem Bereich von 0,8 bis 2 mm Düsenbreite ist demnach bei sonst gleichen Bedingungen und bei gleicher Ventilatorleistung pro Flächeneinheit praktisch kein Unterschied zwischen den einzelnen α_m -Werten festzustellen. Mit anderen Worten scheint die mittlere Wärmeübergangszahl unabhängig von der Düsenbreite zu sein. Da die Anzahl der Düsen bei einer gegebenen Trocknerlänge L und bei konstant gehaltenem j/B -Verhältnis mit Vergrößerung der Düsenbreite wegen $i = B_g/B = L/j$ kleiner wird, so ist dieser Befund im Zusammenhang mit dem konstruktiven Aufwand für die Trocknerherstellung von Bedeutung. Ohne eine merkliche Verschlechterung der mittleren Wärmeübergangszahl und bei gleicher Ventilatorleistung pro Flächeneinheit wäre also mit breiteren Düsen und mit weniger Düsen eine einfachere Trocknerkonstruktion (vgl. in Abschnitt 6.2 z. B. Bilder 6.4 und 6.5 für MD1 und MD2) bei niedrigeren Herstellungskosten und besserer Herstellungsgenauigkeit möglich. Dies würde im Hinblick auf die Optimierung einen Fortschritt bedeuten. Für größere Düsenbreiten bei gleichem Z/B ist auch der effektive Plattenabstand Z in gleichem Verhältnis größer. Bei der Trocknung von bedruckten Bahnen wird meistens ein Sicherheitsabstand von mindestens 10 bis 16 mm zwischen dem Düsenaustritt und dem Bedruckstoff eingehalten, so daß größere Z -Werte in diesem Zusammenhang von Vorteil sind. Das Zahlenbeispiel zeigte eindeutig, daß bei einer Verkleinerung der Düsenanzahl von $i = 25$ (MD2) auf z. B. $i = 10$ (MD1) und bei gleichzeitiger Vergrößerung der Düsenbreite von $B = 0,8$ mm (MD2) auf $B = 2$ mm (MD1) sowie bei gleicher Ventilatorleistung pro Flächeneinheit die mittlere Wärmeübergangszahl praktisch gleich bleibt. Da bei Mehrdüsenanordnungen Düsenbreiten größer als $B = 2$ mm und $j/B > 40$ nicht untersucht wurden, bleibt die Frage offen, ob dieses Ergebnis auch auf noch größere Düsenbreiten extrapoliert werden darf. Diese Frage soll nun durch Heranziehen der Ergebnisse von Einzeldüsenanordnungen (vgl. Abschnitt 7.3 und 7.4) näherungsweise geklärt werden. In Abschnitt 6.2 wurde darauf hingewiesen, daß die Turbulenzgrade in den freien Strahlen der Mehrdüsenanordnungen trotz der einfachen Düsenkonstruktion wegen der guten Luftzuführung sehr niedrig lagen. Damit ist ein Vergleich zwischen Einzeldüsen- und Mehrdüsenenergebnissen zulässig, da in beiden Fällen die Turbulenzgrade in der gleichen Größenordnung waren. Der Vergleich soll hier zunächst anhand von Bildern geschehen.

Betrachtet man die örtlichen Verläufe der Wärmeübergangszahlen bei Mehrdüsenanordnungen (vgl. Abschnitt 8.1 Bilder 8.1 und 8.2), so stellt man fest, daß sich bei einem genügend großen Teilungsverhältnis j/B die einzelnen Strahlen nur in unmittelbarer Nähe der halben Teilung beeinflussen können. Bereits Gardon und Akfirat [79] haben gezeigt, daß selbst bei $j/B = 16$ (Überlappen der zwei Nebenmaxima) der Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahl des einzelnen Prallstrahles weitgehend identisch ist mit dem Verlauf der Reihenanordnung. Auf diese Zusammenhänge wurde in [112] hingewiesen. Eine Montage von zwei identischen Einzeldüsenkurven, dargestellt in Bild 9.1 als Kurve 1, ist aufgrund der oben gemachten Hinweise berechtigt. Diese neue in Gedanken entstandene Mehrdüsenanordnung soll von jetzt ab zum Unterschied zu der echten Mehrdüsenanordnung mit der Abkürzung MED bezeichnet werden. Solange das Teilungsverhältnis $j/B \geq 16$ ist, kann man beliebig solche MED-Anordnungen in Gedanken konstruieren. Für den Fall

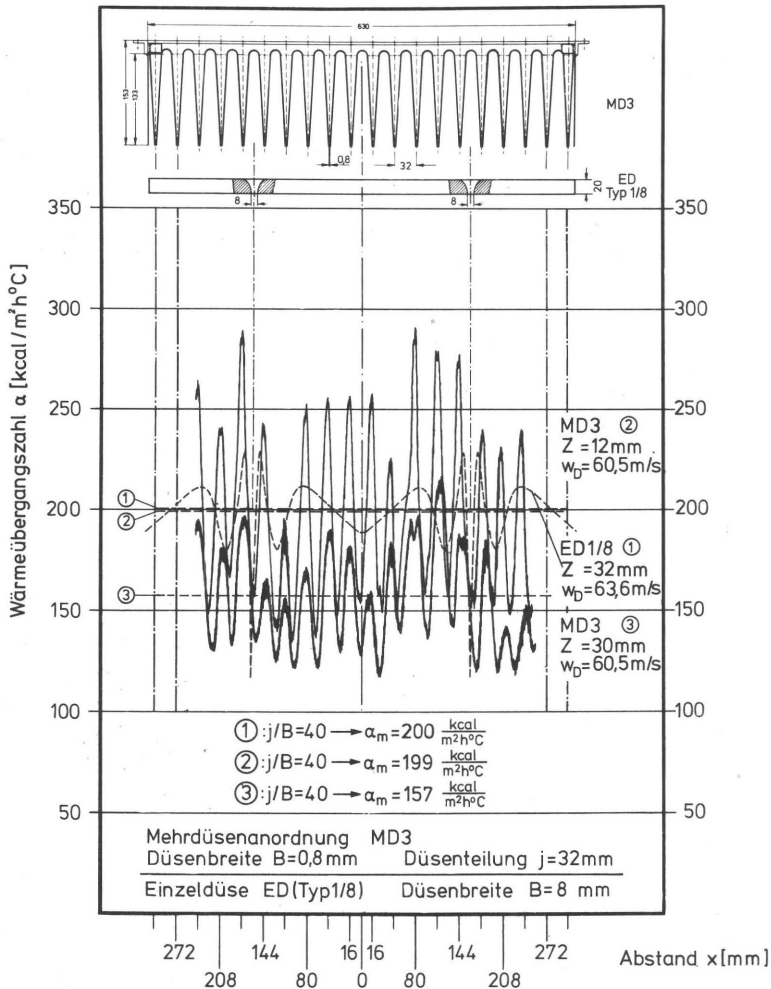


Bild 9.1: Vergleich zwischen Mehrdüsenanordnung MD3 und einer aus zwei Einzeldüsen ED Typ 1/8 bestehenden Mehrdüsenkonstruktion. 1: $N/F_D = 4,566 \text{ kW/m}^2$, 2 und 3: $N/F_D = 3,93 \text{ kW/m}^2$.

$j/B = 40$ ersetzt jede Einzeldüse mit $B = 8 \text{ mm}$ 10 Düsen von $0,8 \text{ mm}$ Breite der Mehrdüsenanordnung MD3. Sowohl für MD3 als auch für MED Typ 1/8 beträgt $B_g = 16 \text{ mm}$. Für die Anordnung MD3 wurde $Z = 12 \text{ mm}$ gewählt, was etwa dem in der Praxis gerade noch zulässigen minimalen Abstand entspricht. Dieser Mindestabstand ist bei Mehrdüsenanordnungen mit kleinen Düsenbreiten wegen der Z/B -Abhängigkeit der Wärmeübergangszahl von Bedeutung. Für MD3 erhält man mit $Z = 12 \text{ mm}$ einen dimensionslosen Plattenabstand von $Z/B = 15$, welcher eingesetzt in Gl. (8.1) eine Verschlechterung der Wärmeübergangszahl von beispielsweise rund 18 % gegenüber einem dimensionslosen Abstand von $Z/B = 1$ ergibt. Bei Einzeldüsen war dagegen, wie bereits in Abschnitt 7.4 gezeigt wurde, die mittlere Wärmeüber-

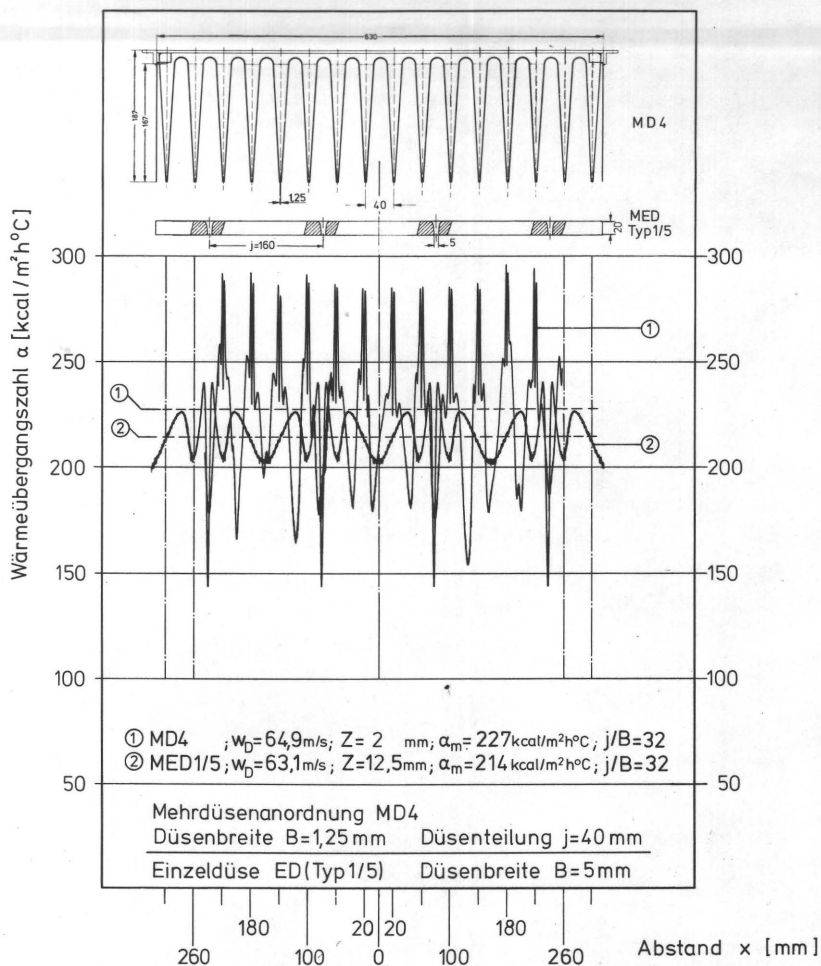


Bild 9.2: Vergleich zwischen Mehrdüsenanordnung MD4 und der Einzeldüsenanordnung MED Typ 1/5.
 1: $N/F_p = 6,065\text{ kW/m}^2$; 2: $N/F_p = 5,574\text{ kW/m}^2$.

gangszahl in einem Bereich von $Z/B = 1$ bis 10 nahezu konstant. Deshalb kann der Plattenabstand bei größeren Düsenbreiten innerhalb dieses Bereiches beliebig groß gewählt werden. In Bild 9.1 wurde z. B. für die Einzeldüse willkürlich die Kurve bei $Z = 32\text{ mm}$ bzw. $Z/B = 4$ zum Vergleich herangezogen.

Betrachtet man zuerst die mittleren Wärmeübergangszahlen der Kurven 1 und 2, so stellt man fest, daß sie ungefähr gleiche Werte aufweisen. Schließlich ist noch die Kurve 3 für Mehrdüsenanordnung MD3 für einen Plattenabstand $Z = 30\text{ mm}$ – also etwa so groß wie bei der Einzeldüse – in Bild 9.1 mit aufgezeichnet. Die mittlere Wärmeübergangszahl ist in diesem Falle bereits so weit abgesunken, daß der Vergleich erheblich zuungunsten der Mehrdüsenanordnung MD3 ausfällt.

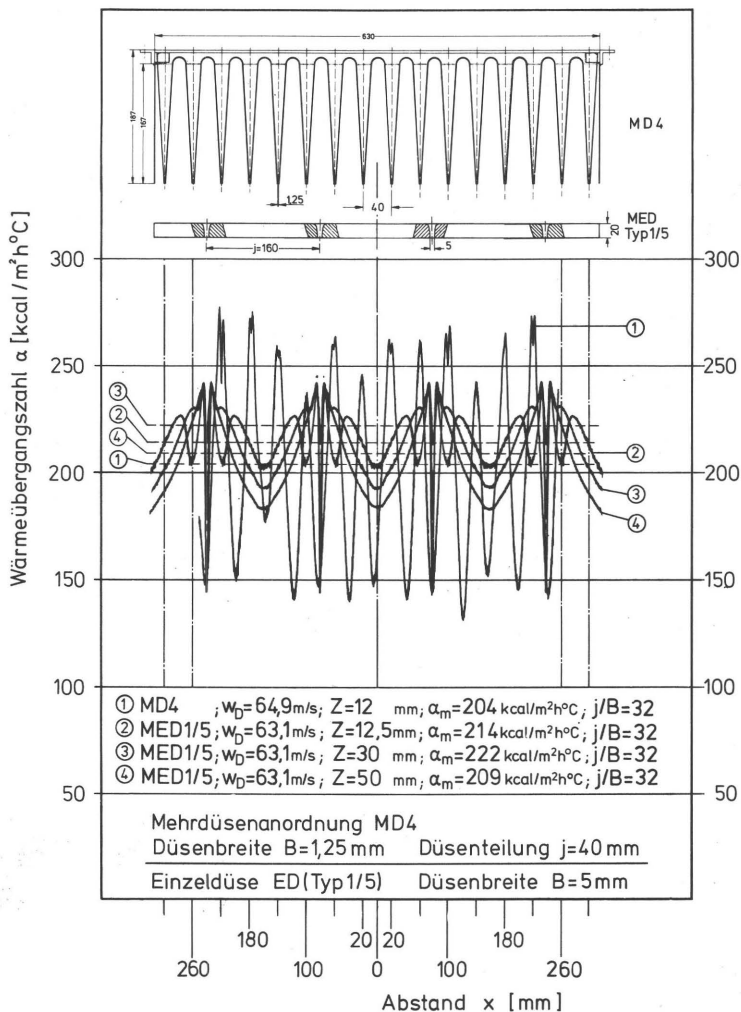


Bild 9.3: Vergleich zwischen Mehrdüsenanordnung MD4 und der Einzeldüsenanordnung MED Typ 1/5 bei verschiedenen Plattenabständen. 1: $N/F_D = 6,065$ kW/m²; für 2, 3, 4: $N/F_D = 5,574$ kW/m².

In Bild 9.2 wurde aus vier Einzeldüsen eine weitere MED-Anordnung gebildet, für die wieder aus einem echten Kurvenverlauf vier Kurvenverläufe zusammenmontiert wurden (Kurve 2). Das Teilungsverhältnis betrug sowohl für MD4 als auch für MED Typ 1/5 $j/B = 32$. Für MD4 wurde mit Absicht ein sehr kleiner, für die Praxis unrealistischer Plattenabstand von $Z = 2$ mm gewählt, um die nahezu höchstmögliche mittlere Wärmeübergangszahl zu zeigen. Bei diesem Vergleich stellt sich mit den in Bild 9.2 angegebenen Werten heraus, daß die mittlere Wärmeübergangszahl der MED-Anordnung rund 6% schlechter ist, dafür aber auch 8% weniger Ventilatorleistung pro Flächeneinheit notwendig ist.

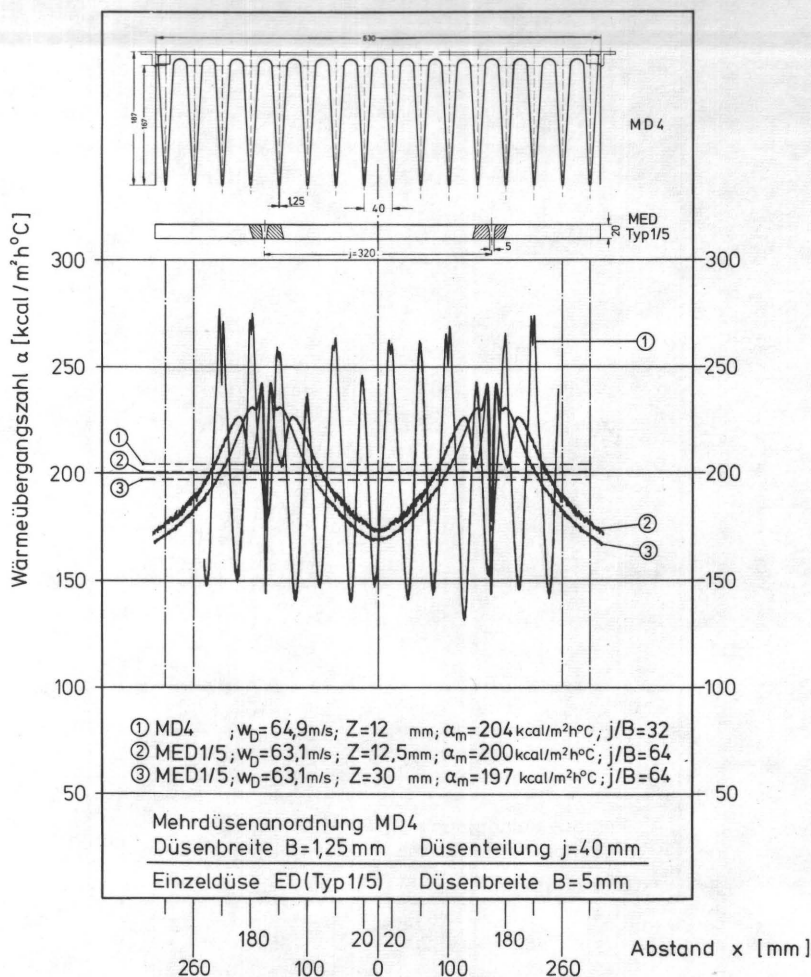


Bild 9.4: Vergleich zwischen Mehrdüsenanordnung MD4 mit $j/B = 32$ und der Einzeldüsenanordnung MED Typ 1/5 mit $j/B = 64$. 1: $N/F_p = 6,066\text{ kW/m}^2$; 2 und 3: $N/F_p = 2,787\text{ kW/m}^2$.

Der Vergleich soll im nächsten Bild (9.3) bei einem praxisnahen Plattenabstand der Mehrdüsenanordnung MD4 von $Z = 12\text{ mm}$ wiederholt werden. In diesem Falle zeigt sich, daß die Einzeldüsenanordnung MED Typ 1/5 bei 8 % weniger Ventilatorleistung pro Flächeneinheit für $Z = 12,5\text{ mm}$, ca. 5 %, für $Z = 30\text{ mm}$ ca. 9 % und für $Z = 50\text{ mm}$ ca. 2,5 % größere mittlere Wärmeübergangszahlen gegenüber der Mehrdüsenanordnung MD4 aufweist.

Aus diesem Beispiel ging deutlich hervor, daß die Einzeldüsenanordnung MED Typ 1/5 bei gleichem Teilungsverhältnis der Mehrdüsenanordnung MD4 überlegen ist. Deshalb kann man das Gedankenexperiment fortsetzen und beispielsweise die

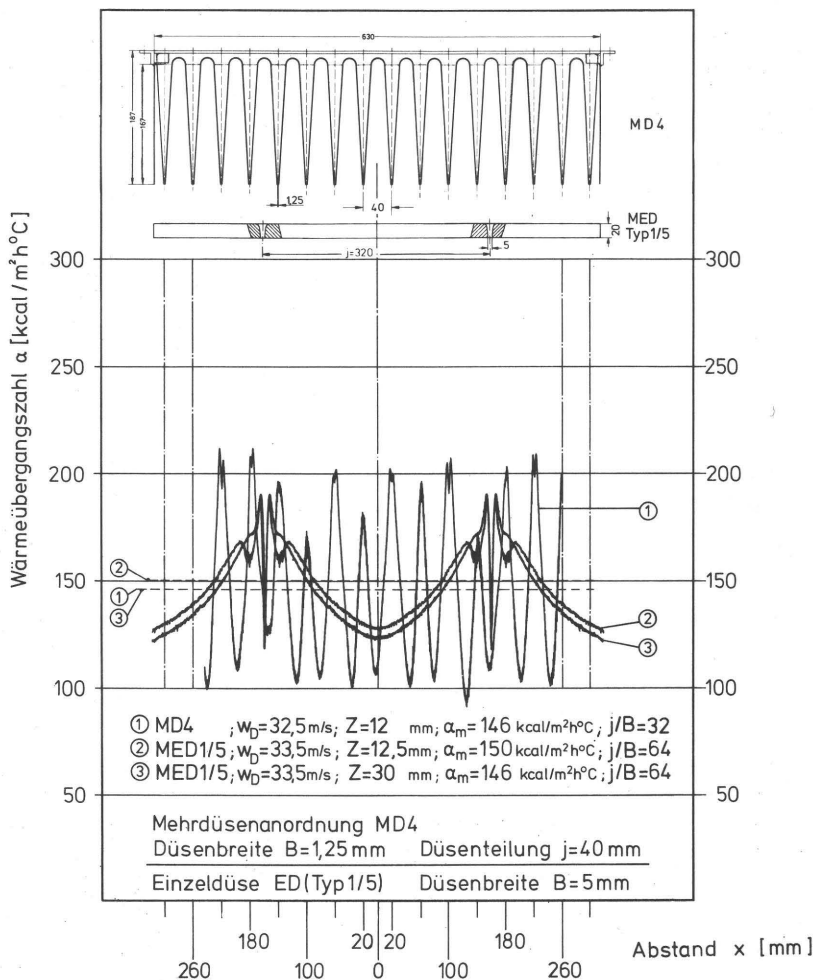


Bild 9.5: Vergleich zwischen Mehrdüsenanordnung MD4 und der Einzeldüsenanordnung MED Typ 1/5 bei einer kleineren Düsenaustrittsgeschwindigkeit w_D . 1: $N/F_p = 0,762$ kW/m²; 2 und 3: $N/F_p = 0,417$ kW/m².

Verhältnisse bei sonst gleichen Bedingungen aber mit einem doppelten Teilungsverhältnis für MED Typ 1/5 ($j/B = 64$) untersuchen.

Wie aus Bild 9.4 für diesen Fall entnommen werden kann, erzeugt die Einzeldüsenanordnung MED Typ 1/5 bei einer rund um 54% geringeren Ventilatorleistung pro Flächeneinheit eine um 2% geringere mittlere Wärmeübergangszahl bei $Z = 12,5$ mm bzw. um 3,5% schlechtere α_m bei $Z = 30$ mm gegenüber der Mehrdüsenanordnung MD4.

Den bildlichen Darstellungen wurden gemessene Kurvenverläufe zugrunde gelegt. Die verglichenen Anordnungen zeigen z. B. wegen Geschwindigkeitsunterschieden in

den Mittelwerten α_m Abweichungen, die durch eine entsprechende Geschwindigkeitskorrektur behoben werden können. Solche Korrekturen würden geringfügige Verschiebungen der Ventilatorleistungen erzeugen, ohne die dargelegten Zusammenhänge grundsätzlich zu beeinflussen.

Durch die gezeigten Beispiele kündigt sich bereits ein wichtiges Optimierungsergebnis an. Überträgt man die oben geschilderten Verhältnisse in Gedanken auf eine praxisübliche Trockenstrecke von ca. 2,5 m $\approx (4 \times 630 \text{ mm})$ Länge, so würde man mit 8 Einzeldüsen von $B = 5 \text{ mm}$ anstatt von 64 Düsen mit $B = 1,25 \text{ mm}$ bei gleicher mittlerer Wärmeübergangszahl angenähert nur etwa die halbe Leistung pro Flächeneinheit dafür investieren.

Mit $j/B = 64$ besitzt MED eine Teilung von $j = 320 \text{ mm}$, die für irgendwelche eventuell notwendigen Luftabsaugkanäle zwischen den Düsen reichlich Platz anbietet. Auf Ansaugkanäle senkrecht durch den Trockner könnte auch bei großen Trocknerbreiten ohne Gefahr einer Randüber Trocknung vollkommen verzichtet werden, wenn man größere Plattenabstände wie hier wählen kann. Diese Aussage stützt sich auf die Ergebnisse einer Untersuchung über die Randüber Trocknung bei Schlitzdüsen, die von Martin und Schlünder [63] durchgeführt wurde. Die anhand der Bilder 9.1 bis 9.4 angestellten Vergleiche waren für eine durchschnittliche Düsenaustrittsgeschwindigkeit von $w_D = 65 \text{ m/s}$ gültig. Da die mittlere Wärmeübergangszahl sowohl bei Einzeldüsen als auch bei Mehrdüsenanordnungen, wie in Abschnitt 7.4 und 8.2 gezeigt wurde, von der 0,5ten Potenz der Düsenaustrittsgeschwindigkeit abhängig ist, gelten die hier aufgezeigten Abhängigkeiten auch für andere Düsenaustrittsgeschwindigkeiten.

Um dies zu unterstreichen, soll der Vergleich der in Bild 9.4 dargestellten Anordnungen für die kleineren Düsenaustrittsgeschwindigkeit $w_D = 33 \text{ m/s}$ wiederholt werden.

Wie Bild 9.5 zeigt, gilt also auch hier, daß etwa mit der halben Leistung pro Flächeneinheit die MED-Anordnung gleich große Wärmeübergangszahlen wie bei der Mehrdüsenanordnung MD4 erzeugt.

Als letztes Beispiel soll eine Einzeldüsenanordnung mit größerer Düsenbreite ($B = 15 \text{ mm}$) zum Vergleich herangezogen werden. In diesem Fall kann der Plattenabstand extrem groß gehalten werden. Die Verhältnisse sind in Bild 9.6 für zwei verschiedene Düsenaustrittsgeschwindigkeiten bei $j/B = 32$ dargestellt. Bei der größeren Düsenaustrittsgeschwindigkeit ($w_D \approx 64,5 \text{ m/s}$, Kurven 1 und 3) erzeugt die Einzeldüse ED Typ 1/5 mit 5 % weniger Leistung trotz des großen Plattenabstandes von $Z = 90 \text{ mm}$ eine um 5 % größere mittlere Wärmeübergangszahl gegenüber der Mehrdüsenanordnung MD4.

Bei der kleineren Düsenaustrittsgeschwindigkeit (Kurven 2, 4 und 5) sind die Ergebnisse ähnlich, also etwa gleich große α_m -Werte für beide Anordnungen bei rund 7 % geringerer Leistung pro Flächeneinheit für ED Typ 1/15.

Es sind auch weitere Vergleiche z. B. mit den Mehrdüsenanordnungen MD1 und MD2 angestellt worden, die ähnliche Ergebnisse geliefert haben. Durch diese Beispiele konnte gezeigt werden, daß die zuerst auf die Ergebnisse der Mehrdüsenanordnungen beruhende Aussage hinsichtlich der Verringerung der Düsenanzahl auf größere als $B = 2 \text{ mm}$ Düsenbreiten erweitert werden kann, wenn man die Ergeb-

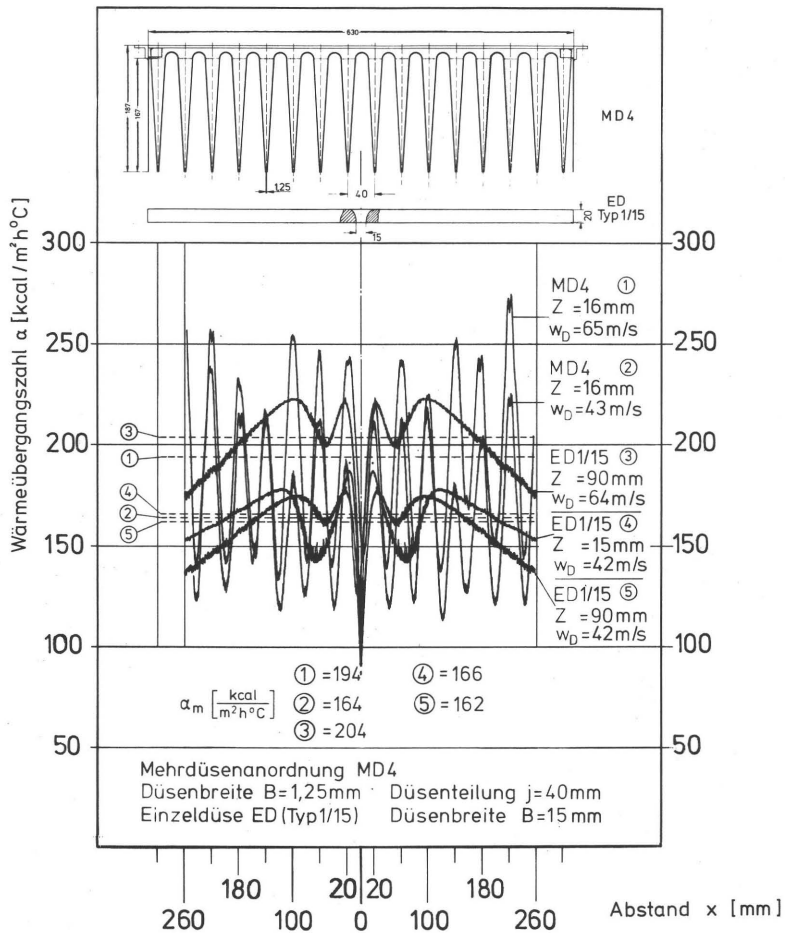


Bild 9.6: Vergleich zwischen Mehrdüsenanordnung MD4 und der Einzeldüsenanordnung ED Typ 1/5 bei verschiedenen Düsenaustrittsgeschwindigkeiten und $j/B = 32$. 1: $N/F_D = 6,093$ kW/m²; 2: $N/F_D = 1,764$ kW/m²; 3: $N/F_D = 5,816$ kW/m²; 4, 5: $N/F_D = 1,644$ kW/m².

nisse der Einzeldüsenanordnungen heranzieht. Damit wurde ein Bereich von 0,8 bis 15 mm Düsenbreite erfaßt, der für die Praxis von Bedeutung ist.

Die bildliche Darstellung der Zusammenhänge ist für die praktische Auslegung von Trocknern nur beschränkt geeignet. Der Vergleich soll deshalb mittels einer rechnerischen Auswertung der Bestimmungsgleichungen für Einzeldüsen- und Mehrdüsenanordnungen verdeutlicht werden. Zu diesem Zweck soll für Einzeldüsen die Gl. (7.15) und für Mehrdüsenanordnungen die Gl. (8.5) herangezogen werden. Für die Wahl der ungenaueren Gleichung (8.5) für Mehrdüsenanordnungen spricht der Umstand, daß in dieser Gleichung wie in Gl. (7.15) der hydraulische Formparameter f_h vorkommt, d. h. beide Gleichungen den gleichen Aufbau haben. Dadurch entfällt die Abhängigkeit der mittleren Wärmeübergangszahl von der Trocknerlänge

L und damit von der Anzahl der Düsen i , eine Abhängigkeit, die in der Gleichung (7.15) der Einzeldüsenanordnungen naturgemäß sowieso nicht vorkommen kann. Will man die Gültigkeitsgrenzen der beiden Gleichungen, insbesondere die des hydraulischen Formparameters, streng beachten, so ist es zweckmäßig, für den Vergleich als Beispiel die Trocknerbreite der Mehrdüsenanordnungen mit $l = 400$ mm zugrunde zu legen. Da die mittlere Wärmeübergangszahl nach Gl. (8.5) vom Plattenabstand Z/B abhängig ist und in der Praxis ein Abstand zwischen dem Düsenaustritt und dem Trocknungsgut von $Z = 10$ bis 12 mm in der Regel nicht unterschritten wird, soll die Berechnung für diese Abstände gelten. Die Ergebnisse sind für verschiedene Düsenbreiten in Bild 9.7 dargestellt. Auf der Ordinate, die logarithmisch geteilt ist, ist die Größe $\alpha_m/w_D^{0,50}$ und auf der Abszisse ist das Teilungsverhältnis j/B aufgetragen. Die Geraden 1a bis 3a ($Z = 10$ mm) sowie 1b bis 3b ($Z = 12$ mm), die für Düsenbreiten $B = 0,8; 1,25$ und 2 mm gelten, sind nach Gl. (8.5) gerechnet. Die Geraden 4 und 5, die für Düsenbreiten $B = 5$ bzw. 15 mm gelten, entsprechen der Gl. (7.15). Mit $l = 400$ mm ergibt sich der hydraulische Formparameter für $B = 5$ bzw. 15 mm zu $f_h = 1,0125$ bzw. $1,0375$.

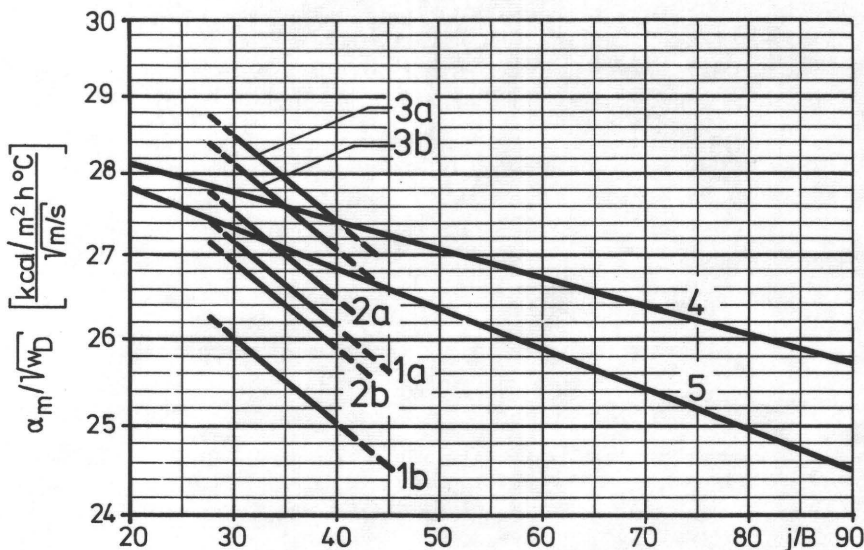


Bild 9.7: Mittlere Wärmeübergangszahl in Abhängigkeit vom Teilungsverhältnis j/B für verschiedene Düsenbreiten bei $l = 400$ mm.

- | | |
|---|--------------------------------|
| 1a: $B = 0,8$ mm; $Z = 10$ mm; | 1b: $B = 0,8$ mm; $Z = 12$ mm |
| 2a: $B = 1,25$ mm; $Z = 10$ mm; | 2b: $B = 1,25$ mm; $Z = 12$ mm |
| 3a: $B = 2$ mm; $Z = 10$ mm; | 3b: $B = 2$ mm; $Z = 12$ mm |
| Nach Gl. (8.5) $30 < j/B \leq 40$ | |
| 4: $B = 5$ mm; | 5: $B = 15$ mm |
| Nach Gl. (7.15) $20 < j/B \leq 200; 1 \leq Z/B \leq 10$ | |

Es sei daran erinnert, daß eine Berechnung nach Gl. (7.15) auch für $f_h < 1,035$ erlaubt ist, wenn man Fehler bis $\pm 15\%$ in Kauf nimmt. Ferner darf $l \neq 100$ mm gewählt werden (vgl. Abschn. 7.4). Nach Gl. (8.5) wird für $Z = \text{konst.}$ das Ver-

hältnis $\alpha_m/w_D^{0,50}$ mit abnehmender Düsenbreite B kleiner. Andererseits für $B = \text{konst}$ wird $\alpha_m/w_D^{0,50}$ mit wachsendem Plattenabstand ebenfalls kleiner. Diese Verhältnisse sind aus den Kurvengruppen 1 bis 3 eindeutig zu entnehmen. Die Wärmeübergangszahl nach Gl. (7.15) (Geraden 4 und 5) ist im Bereich $1 \leq Z/B \leq 10$ unabhängig vom Plattenabstand Z . Das Verhältnis $\alpha_m/w_D^{0,50}$ nimmt mit wachsendem Teilungsverhältnis j/B nach beiden Gleichungen exponentiell ab. Vergleicht man z. B. die Geraden 2a und 5 im Bereich $j/B = 30$ bis 40 miteinander, so stellt man fest, daß die mittleren Wärmeübergangszahlen bei gleicher Düsenaustrittsgeschwindigkeit w_D in beiden Fällen annähernd gleich groß sind. Da für gleiche j/B - und w_D -Werte nach Gl. (9.2) auch die Ventilatorleistung N pro Trocknungsfläche F_p gleich groß ist, so können im vorliegenden Beispiel jeweils mit einer Düse von $B = 15$ mm je 12 Düsen mit einer Düsenbreite von $B = 1,25$ mm ersetzt werden. Vergrößert man bei diesem Beispiel den Plattenabstand nur um 2 mm mehr, nämlich auf $Z = 12$ mm (Gerade 2b), so verschlechtert sich die Wärmeübergangszahl im Vergleich zur Wärmeübergangszahl der größeren Düsenbreite (Gerade 5). Macht man den Vergleich mit einer Düsenbreite von $B = 2$ mm (Kurven 3a oder 3b), so liegen die Wärmeübergangszahlen im Bereich $j/B = 30$ bis 40 etwas höher. Diese und ähnliche Vergleiche, die anhand des Bildes 9.7 angestellt werden können, bestätigen die bereits durch die Bilder 9.1 bis 9.6 bekanntgewordenen Ergebnisse, daß breitere Düsen mit gleichen oder höheren Wärmeübergangszahlen bei gleicher Ventilatorleistung pro Flächeneinheit eine Verringerung der Anzahl der Düsen mit sich bringen. Alle diese Feststellungen gelten zunächst ausdrücklich für turbulenzarme Düsenstrahlen, wie sie hier verwendet wurden. Ob ein solcher Vergleich bei stark turbulenten Düsenstrahlen zu ähnlichen Ergebnissen führt, kann vorläufig nicht mit Sicherheit beantwortet werden.

10. VERGLEICH EIGENER ERGEBNISSE MIT DENEN ANDERER AUTOREN

Um verschiedene Wärme- bzw. Stoffübergangsmessungen miteinander vergleichen zu können, ist es unbedingt erforderlich, neben der Gleichheit der geometrischen, hydrodynamischen, thermischen und stofflichen Randbedingungen auch den Turbulenzgrad des Düsenstrahles zu berücksichtigen. Für ebene Prallstrahlen waren Angaben über den Turbulenzgrad, wie bereits im Abschnitt 6.3 darauf eingegangen wurde, nur bei Gardon und Akfirat [78], [79] zu finden. Da bei eigenen Untersuchungen Turbulenzgrade eindeutig niedriger lagen, sind in beiden Fällen verschiedene Bestimmungsgleichungen für den Wärmeübergang zu erwarten. Für die Praxis ist es von Interesse zu wissen, wie groß die Abweichungen bei unterschiedlichen, aber bekannten Randbedingungen sind. Daher bietet sich ein Vergleich mit Meßergebnissen von Gardon und Akfirat [79] an. Die Meßergebnisse von weiteren Autoren sollen auch zum Vergleich herangezogen werden, obwohl der Turbulenzgrad nicht bekannt ist. Damit kann man sich über die Größenordnung der Abweichungen ein Bild machen. Bei einem Vergleich der verschiedenen Meßergebnisse hat man die Schwierigkeit, die zum größten Teil in einer sehr speziellen Form angegebenen Gleichungen sinnvoll miteinander in Einklang zu bringen.

Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurden in den nachstehend aufgeführten Gleichungen die Bezeichnungen der vorliegenden Arbeit benutzt. Ferner waren in einigen Fällen Umrechnungen nötig, um die Gleichungen auf eine ähnliche Form zu bringen. Dabei wurde gegebenenfalls einheitlich mit $Pr = 0,713$ (Luft) gerechnet.

1. Formel nach Gardon und Akfirat [79] für den mittleren Wärmeübergang bei einzelnen und mehrfachen Prallstrahlen:

$$(Nu_B)_m = 0,36 (j/B)^{-0,38} \left(\frac{7B}{Z} \right)^{0,31} \cdot Re_B^{0,62} \quad (10.1)$$

Bereich der Messungen: $8 \leq Z/B \leq 64$; $Re_B \geq 2000$

Fehler $\pm 10\%$; $16 \leq j/B \leq 64$; $1,59 \text{ mm} \leq B \leq 6,35 \text{ mm}$

$i = 1$ bzw. 3 ; $l = 152,4 \text{ mm}$; $1,010 \leq f_h \leq 1,042$

2. Formel nach Schuh und Petterson [81] für den mittleren Wärmeübergang bei mehrfachen Prallstrahlen:

$$(Nu_B)_m = 0,329 (j/B)^{-0,327} \cdot Re_B^{0,598} \quad (10.2)$$

Bereich der Messungen: nur für $Z/B = 4$ gültig!

Fehler: $\pm 10\%$ $1200 \leq Re_B \leq 100\,000$

$i = 3$ $5 \leq j/B \leq 100$

$l = 110 \text{ mm}$ $B = 1 \text{ und } 5 \text{ mm}$

$f_h = 1,0091 \text{ und } 1,045$

3. Formel nach Hilgeroth [90] für den mittleren Wärmeübergang bei einzelnen Prallstrahlen:

$$(Nu_B)_m = 0,574 (j/B)^{-0,40} (Z/B)^{-0,10} \cdot Re_B^{0,60} \quad (10.3a)$$

Bereich der Messungen: $5,6 \leq Z/B \leq 30,6$

Fehler sowie Re_B -Bereich $j = 110; 165; 330$ mm

nicht angegeben! $B = 5,5; 10,2; 14,5$ mm

$l = 165$ mm $f_h = 1,033; 1,062; 1,088$

Formel bei mehrfachen Prallstrahlen:

$$(Nu_B)_m = 0,139 (j/B)^{-0,36} (Z/B)^{-0,16} \cdot Re_B^{0,755} \quad (10.3b)$$

Bereich der Messungen:

$5 < Z/B < 36,5$

$B = 5,5; 9,1$ und $14,5$ mm

$19,8 < j/B < 73$

$l = 1800$ mm

$7 \cdot 10^3 < Re_B < 2,1 \cdot 10^4$

$L = 2000$ mm

$f_h = 1,0031; 1,0051$ und $1,008$

4. Formel nach Metzger [83] für den mittleren Wärmeübergang bei einzelnen Prallstrahlen:

$$(Nu_B)_m = 0,652 (j/B)^{0,434} Re_B^{0,566} \quad (10.4)$$

Bereich der Messungen:

$7 < Z/B < 10$

Fehler $\pm 2,5\%$

$6 < j/B < 100$

$B = 0,254$ bis $2,05$ mm $2980 < Re_B < 7400$

$l = 19,05$ mm

$f_h = 1,013$ bis $1,108$

5. Formel nach Schlünder, Krötzsch und Hennecke [62] für den mittleren Wärmeübergang bei einzelnen Prallstrahlen:

$$(Nu_B)_m = \frac{1,327 \cdot 2^n}{(j/2B) + (Z/2B) + 2,78} \cdot Re_B^n \quad (10.5)$$

mit
$$n = 0,695 - \frac{1}{(j/4B) + (Z/2B)^{1,33} + 3,06}$$

Bereich der Messungen:

$4 \leq Z/B \leq 20$

$B = 2$ bis 20 mm

$8 \leq j/B \leq 100$

l nicht angegeben!

$1500 \leq Re_B \leq 45\,000$

Fehler $\pm 15\%$

6. Formel nach Kerscher, Böhner und Schneider [94] für den mittleren Wärmeübergang bei mehrfachen Prallstrahlen mit dazwischenliegenden Abströmkänen:

$$(Nu_B)_m = 0,872 (j/B)^{-0,016} (Z/B)^{-0,112} Re_B^{0,459} \quad (10.6a)$$

für $Z/B \leq 5$; $10 \leq j/B \leq 143$; $3000 < Re_B < 29000$

$$(Nu_B)_m = 0,206 (j/B)^{-0,043} (Z/B)^{-0,342} Re_B^{0,663} \quad (10.6b)$$

für $Z/B > 5$; $10 \leq j/B \leq 143$; $1000 < Re_B < 36000$

$B = 0,4$ bis 6 mm $j = \text{konst.} = 61$ mm
 $l = 400$ mm Anzahl der Düsen $i = \text{konst.} = 6$
 $f_h = 1,001$ bis $1,015$

7. Formel der vorliegenden Arbeit für den mittleren Wärmeübergang bei einzelnen Prallstrahlen (vgl. auch Gl. 7.15):

$$(Nu_B)_m = 1,605 e^{\Psi_1 (j/B)} (B/l)^{0,50} Re_B^{0,50} \quad (7.16)$$

mit $\Psi_1 = 0,021 - 0,022 f_h$
wobei $f = 2 B/d_h = 1 + (B/l)$ ist.

Bereich der Messungen:

Gültig nur für $l = 100$ mm! $1 \leq Z/B \leq 10$
 $1,016 \leq f_h \leq 1,15$ $20 < j/B \leq 200$
 $B = 1,6$ bis 15 mm $2000 < Re_B \leq 92000$
Fehler: $\pm 10\%$ für den Bereich $3,5 < B \leq 15$ mm
Fehler: $\pm 15\%$ für $B < 3,5$ mm

Formel der vorliegenden Arbeit bei mehrfachen Prallstrahlen:

$$(Nu_B)_m = 0,50 (57,878 \cdot f_h - 57,638) e^{-0,003857 (j/B)} \Psi_2^{0,50} Re_B^{0,50} \quad (8.5)$$

Bereich der Messungen:

Fehler: $\pm 10\%$ $1 \leq Z/B \leq 25$
 $B = 0,8$ bis 2 mm $30 < j/B \leq 40$
 $f_h = 1,002$ bis $1,005$; $i = 10$ bis 25 , $1600 < Re_B < 12000$

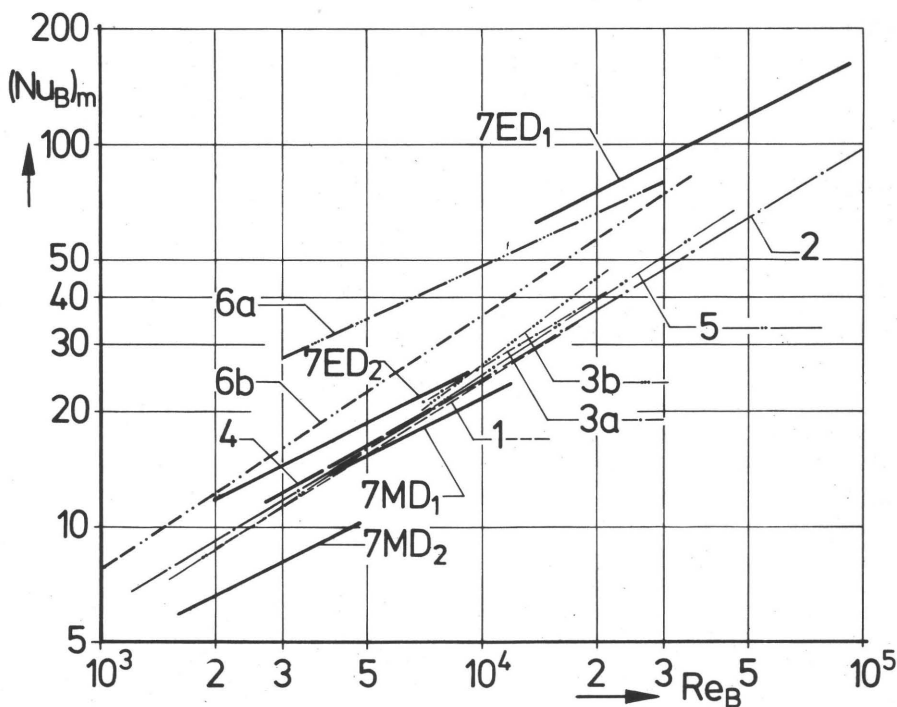


Bild 10.1: Vergleich der Ergebnisse verschiedener Untersuchungen für den mittleren Wärmeübergang bei einzelnen sowie mehrfachen ebenen Prallstrahlen für ein Teilungsverhältnis von $j/B = 40$.

- 1: Nach Gl. (10.1) für $Z/B = 10$ Gardon und Akfirat [79]
- 2: Nach Gl. (10.2) für $Z/B = 4$ Schuh und Pettersson [81]
- 3a: Nach Gl. (10.3a) für $Z/B = 10$ Hilgeroth [90]
- 3b: Nach Gl. (10.3b) für $Z/B = 10$ Hilgeroth [90]
- 4: Nach Gl. (10.4) für $7 < Z/B < 10$ Metzger [83]
- 5: Nach Gl. (10.5) für $Z/B = 10$ Schlünder, Krötzsch und Hennecke [62]
- 6a: Nach Gl. (10.6a) für $Z/B = 4$ Kerscher, Böhner und Schneider [94]
- 6b: Nach Gl. (10.6b) für $Z/B = 10$ Kerscher, Böhner und Schneider [94]
- 7ED₁: Nach Gl. (7.16) für $Z/B = 1$ bis 10 mit $f_h = 1,15$ vorliegende Arbeit
- 7ED₂: Nach Gl. (7.16) für $Z/B = 1$ bis 10 mit $f_h = 1,032$ vorliegende Arbeit
- 7MD₁: Nach Gl. (8.5) für $Z/B = 4$ mit $f_h = 1,005$ vorliegende Arbeit
- 7MD₂: Nach Gl. (8.5) für $Z/B = 4$ mit $f_h = 1,002$ vorliegende Arbeit

Die Bestimmungsgleichungen für den mittleren Wärme- und Stoffübergang bei ebenen Prallstrahlen aus fünf weiteren Arbeiten konnten wegen ihrer speziellen Form nicht in der oben angegebenen Weise für einen Vergleich umgeformt werden, so daß sie unberücksichtigt bleiben. Es handelt sich um die im Abschnitt 4 zitierten Arbeiten von Glaser [54], von Korger und Křížek [57], von Krassnikow und Danilow [58], von McMurray, Myers und Uyehara [82] und Schauer und Eustis [84]. Entsprechend den Gleichungen, die unter den Punkten 1 bis 7 aufgeführt sind, ist im Bild 10.1 der Zusammenhang zwischen der Nusselt-Zahl $(Nu_B)_m$ und der Reynolds-Zahl Re_B als Beispiel für ein Teilungsverhältnis von $j/B = 40$ dargestellt.

Weitere Angaben z. B. bezüglich des dimensionslosen Plattenabstandes, welcher im Bereich $Z/B = 1$ bis 10 variiert wurde, sind dem Bildtitel im Bild 10.1 zu entnehmen. Die unterschiedlichen Längen der Kurven 1 bis 7 in Bild 10.1 erklären sich dadurch, daß der jeweilige Gültigkeitsbereich der Re_B -Zahl der Gleichungen berücksichtigt wurde.

Vergleicht man zuerst die Kurven 1 bis 5 miteinander, dann stellt man fest, daß sie verhältnismäßig gut übereinstimmen. Offensichtlich weichen die Randbedingungen nicht stark voneinander ab. Es darf wahrscheinlich angenommen werden, daß die Turbulenzgrade in Düsenstrahlen bei den Versuchen zu Kurven 2 bis 5 in der Größenordnung von Turbulenzgraden zu Kurve 1 - Gardon und Akfirat [78], [79] - waren.

Die Kurven 6a und 6b weichen höchstwahrscheinlich deswegen von der Kurvengruppe 1 bis 5 ab, weil bei diesen Versuchen als einziger Fall unter allen anderen Versuchen die Sekundärstrahlen zwischen den Prallstrahlen durch Abströmkanäle abgesaugt wurden. Die Nusselt-Zahlen liegen in diesem Fall scheinbar höher, scheinbar weil ein echter Vergleich mit und ohne Abströmkanäle an der gleichen Versuchsanordnung in [94] nicht unternommen wurde.

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit, die als Beispiel mit Kurven $7ED_1$, $7ED_2$; $7MD_1$ und $7MD_2$ dargestellt wurden, zeigen je nach der Reynolds-Zahl und dem hydraulischen Formparameter f_h höhere oder niedrigere Nusselt-Zahlen gegenüber der Kurvengruppe 1 bis 5. Eine Übereinstimmung mit der Kurvengruppe 1 bis 5 ist in einem gewissen Re_B -Bereich für die Kurven $7ED_2$ und $7MD_1$ vorhanden. Bei vergleichsweise niedrigen Re_B -Zahlen liefern turbulenzarme Prallstrahlen höhere Nusselt-Zahlen, wie beispielsweise die Kurve $7ED_2$ zeigt. Je größer dabei der hydraulische Formparameter und damit die Düsenbreite B ist, desto größer ist die Nusselt-Zahl. Bei Teilungsverhältnissen $j/B > 40$ sind die Unterschiede der Nusselt-Zahlen noch mehr zugunsten der turbulenzarmen Prallstrahlen verschoben, wie ein Vergleich der Gleichung (7.15) mit den unter 1 bis 5 aufgeführten Gleichungen zeigt. Umgekehrt sind die Verhältnisse, wenn j/B kleiner wird. Auf diese Zusammenhänge wird im nächsten Abschnitt näher eingegangen.

11. HINWEISE FÜR DIE OPTIMIERUNG EINES PRALLSTRAHLTROCKNERS FÜR DRUCKMASCHINEN

Die vollständige Optimierung eines Prallstrahlrockners für Druckmaschinen setzt auch die Kenntnis der Farbtrocknung auf bedruckten Bahnen voraus, über deren Problemkreis im Abschnitt 3 berichtet wurde. Die Forderung an den Trockner war, eine hohe Trocknungsgeschwindigkeit bei niedrigen Bahntemperaturen zu erreichen. Diese Forderung ist nur durch eine aerodynamische Optimierung zu erfüllen, die zur Erhöhung der Stoff- und Wärmeübergangszahl führt. Da aber zur Zeit noch nicht bekannt ist, wie hoch die Stoff- bzw. Wärmeübergangszahl sein muß, kann man z. B. von einer gegebenen Ventilatorleistung pro Flächeneinheit Gl. (9.2a) ausgehen und dabei das Verhältnis B/j bzw. die Düsenaustrittsgeschwindigkeit so variieren, daß zwar die Ventilatorleistung konstant bleibt, aber die höchstmögliche Wärme- bzw. Stoffübergangszahl erreicht wird. Jetzt kommt es darauf an, welche Bestimmungsgleichung für den Wärme- bzw. Stoffübergang aus dem Schrifttum zur Berechnung herangezogen werden soll. Zunächst unabhängig davon, wie die Auswahl getroffen wird, muß man sich im klaren sein, daß man mit der Auswahl der Bestimmungsgleichung die Versuchsanordnung der betreffenden Arbeit weitgehend nachahmen muß. Das bedeutet, daß bei der Konstruktion des Trockners Ähnlichkeitsgesetze beachtet werden müssen. Es sei daran erinnert, daß die Oberflächenrauigkeit der Prallfläche, wie im Abschnitt 7.1 gezeigt wurde, dabei ebenfalls eine Rolle spielt. Kann man sich aus irgendwelchen Gründen nicht zu konstruktiven Maßnahmen entschließen, die zur Verringerung der Strahlerturbulenz führen, dann ist es zu erwarten, daß bei den herkömmlichen Prallstrahlrocknern die Strahlerturbulenz etwa in der Größenordnung von Turbulenzgraden bei Gardon und Akfirat [79] (vgl. Abschnitt 6.3) liegt. In diesen Fällen kann die Bestimmungsgleichung für den mittleren Wärmeübergang von Gardon und Akfirat – Gl. (10.1) in Abschnitt 10 – oder die von Schlünder, Krötzsch und Hennecke [62] – Gl. (10.5) in Abschnitt 10 – mit guter Näherung zur Berechnung herangezogen werden. Wie die Gleichungen (10.1) bis (10.6) in Abschnitt 10 zeigen, liegt der Exponent der Re_B -Zahl bei gewöhnlichen Strahlerturbulenzen scheinbar im Mittel bei einem Wert von 0,6. Größere Exponenten mit Werten von 0,75 bis 0,9, so z. B. wie in [57], [58] und [84] sind wahrscheinlich Extremfälle. Daher sollten gegebenenfalls die Gleichungen dieser Arbeiten nur streng in ihren Gültigkeitsbereichen benutzt werden.

Die turbulenzarmen Prallstrahlen erzeugen bei vergleichsweise größeren Teilungsverhältnissen (Plattenlängen) j/B relativ größere mittlere Wärmeübergangszahlen als turbulenzreiche, wie in Abschnitt 7.3 gezeigt wurde. Daher haben sie in bezug auf die Optimierung Vorteile. Für turbulenzarme Prallstrahlen wurde außerdem im Abschnitt 9 die Bedeutung der breiteren Düsen im Hinblick auf eine Verringerung der Anzahl der Düsen hervorgehoben.

Die Frage, wie man für eine gegebene Ventilatorleistung pro Flächeneinheit die opti-

male Wärmeübergangszahl erreicht, wurde bisher nicht ausreichend beantwortet. Die Antwort auf diese Frage kann eigentlich nur nach der Auswahl der Bestimmungsgleichung gegeben werden. Entscheidet man sich z. B. für die Gleichungen (10.1) bis (10.4), in denen die Wärmeübergangszahl von j/B und der Reynolds-Zahl Re_B in Form einer einfachen Potenzfunktion abhängig ist, so lautet die Antwort: α_m wird für $N/F_p = \text{konst.}$ mit Verkleinerung des Teilungsverhältnisses j/B größer. Der Nachweis ist leicht zu erbringen, wenn man in der entsprechenden Bestimmungsgleichung die Düsenaustrittsgeschwindigkeit w_D mit der Gleichung (9.2a) der Ventilatorleistung in j/B ausdrückt

$$w_D = [(N/F_p) / 0,00071]^{1/3} \cdot (j/B)^{1/3} \quad (9.2a)$$

so daß die Wärmeübergangszahl für $N/F_p = \text{konst.}$; $B = \text{konst.}$ und $Z/B = \text{konst.}$ nur noch vom Teilungsverhältnis j/B

$$\alpha_m = c (j/B)^b \quad (11.1)$$

abhängig ist. Der Exponent b nimmt für die Gleichungen (10.1) bis (10.4) Werte $b = -0,1$ bis $-0,25$ an. Gl. (11.1) stellt also eine einfache Potenzfunktion dar. Die Bestimmungsgleichung von Schlünder, Krötzsch und Hennecke [62] – hier Gl. (10.5) – weist eine komplizierte Abhängigkeit von j/B auf. Ersetzt man in Gl. (10.5) die Düsenaustrittsgeschwindigkeit w_D mit Gl. (9.2a), dann entsteht eine unübersichtliche Funktion, deren Verlauf am besten für gegebene j/B -Werte rechnerisch ermittelt werden kann. Versucht man nämlich für diese Funktion die Ableitung $d\alpha_m/d(j/B)$ zu bilden und sie gleich Null zu setzen, um zu überprüfen, ob für ein bestimmtes j/B die Wärmeübergangszahl zu einem Maximum wird, dann hat man es mit einem recht komplizierten Ausdruck zu tun, dessen mathematische Lösung für praktische Zwecke ungeeignet ist.

Wird z. B. die Wärmeübergangsgleichung (7.15) der vorliegenden Arbeit mit Hilfe der Gl. (9.2a) umgeformt, dann erhält man für $N/F_p = \text{konst.}$

$$\alpha_m = C e^{\psi_1 (j/B)} (j/B)^{1/6} \quad (11.2)$$

worin $C = 28,85 (N/0,00071 F_p)^{1/6}$ ist.

Differenziert man nun Gl. (11.2) nach j/B und setzt das Ergebnis gleich Null, so ergibt sich

$$\frac{d\alpha_m}{d(j/B)} = C e^{\psi_1 (j/B)} \left[\psi_1 (j/B)^{1/6} + \frac{1}{6} (j/B)^{-5/6} \right] = 0 \quad (11.3)$$

und aus Gl. (11.3) schließlich

$$(j/B)_{\text{opt}} = -\frac{1}{6\psi_1} = -\frac{1}{6(0,021 - 0,022 f_h)} \quad (11.3a)$$

Bildet man die 2. Ableitung der Gl. (11.3) und setzt in diese j/B -Werte nach Gl. (11.3a) ein, so stellt man fest, daß für diese j/B -Werte die 2. Ableitung $d^2\alpha_m/d(j/B)^2$ kleiner als Null ist und infolgedessen die Funktion nach Gl. (11.2) für $(j/B)_{\text{opt}}$ nach Gl. (11.3a) ein Maximum hat. Der hydraulische Formparameter bewegt sich für Einzeldüsenanordnungen in den Grenzen $f_h = 1,016$ bis $1,15$. Setzt man diese Grenzwerte in Gl. (11.3a) ein, so ergibt sich, daß das optimale Teilungsverhältnis sich in den Grenzen $(j/B)_{\text{opt}} = 123,3$ bis $38,76$ bewegt. In Bild 11.1 wurden die nach Gl. (11.2) berechneten mittleren Wärmeübergangszahlen α_m in Abhängigkeit von j/B als Beispiel für eine konstante Ventilatorleistung von $N/F_p = 1 \text{ kW/m}^2$ sowie für drei verschiedene Werte des hydraulischen Formparameters mit $f_h = 1,016$ (Kurve 7c); $1,08$ (Kurve 7b) und $1,15$ (Kurve 7a) aufgezeichnet. Auf jeder Kurve ist der Punkt, an dem für das optimale Teilungsverhältnis $(j/B)_{\text{opt}}$ nach Gl. (11.3a) die maximale mittlere Wärmeübergangszahl α_{mmax} erreicht wird, mit einem kleinen Kreis gekennzeichnet. Die entsprechenden $(j/B)_{\text{opt}}$ - und α_{mmax} -Werte sind auf der Abszisse bzw. auf der linken Ordinate in Klammern angegeben. Auf der rechten Ordinate, welche die Düsenaustrittsgeschwindigkeit w_D darstellt, sind die für $(j/B)_{\text{opt}}$ nach Gl. (9.2a) gerechneten optimalen Düsenaustrittsgeschwindigkeiten $w_{D\text{opt}}$ ebenfalls in Klammern angegeben.

Die merklich dick gestrichelte Kurve w_D stellt den Zusammenhang zwischen der Düsenaustrittsgeschwindigkeit w_D und dem Teilungsverhältnis j/B nach Gl. (9.2a) für $N/F_p = 1 \text{ kW/m}^2$ dar.

Aus Kurven 7a, 7b und 7c ist zu entnehmen, daß mit Verkleinerung des hydraulischen Formparameters f_h das Maximum für α_m relativ größer und gleichzeitig flacher wird. Beispielsweise wird nach Kurve 7c α_{mmax} bei $(j/B)_{\text{opt}} = 123,3$ erreicht. In einem großen Bereich von ungefähr $j/B = 70$ bis 200 ändert sich aber die mittlere Wärmeübergangszahl α_m nur unwesentlich gegenüber dem Wert von α_{mmax} . Da für eine gegebene Trocknerlänge L und Düsenbreite B die Anzahl der Düsen i mit Vergrößerung der Teilung j kleiner wird, so ist es von Vorteil, wenn die mittlere Wärmeübergangszahl bei Vergrößerung von j bzw. j/B so wenig wie möglich abnimmt. Beispielsweise würde man für eine Trocknerbreite (Düsenlänge) von $l = 2000 \text{ mm}$ und eine Trocknerlänge von $L = 4000 \text{ mm}$ sowie eine Düsenbreite von $B = 32 \text{ mm}$ mit $f_h = 1 + B/l = 1,016$ nach Kurve 7c bei einer konstanten Ventilatorleistung von $N/F_p = 1 \text{ kW/m}^2$ mit einem großen Teilungsverhältnis von $j/B = 125$ und dementsprechend mit einer Düsenaustrittsgeschwindigkeit $w_D = 56 \text{ m/s}$ eine maximale mittlere Wärmeübergangszahl von $\alpha_m = 182 \text{ [kcal/m}^2\text{h}^\circ\text{C]}$ mit einer einzigen Profildüse ($i = L/j = 1$) erzeugen.

In Bild 11.1 sind ferner mit Kurvengruppen 1, 3 und 5 die Wärmeübergangszahlen in Abhängigkeit vom Teilungsverhältnis j/B für turbulente Prallstrahlen dargestellt. Als Beispiel wurden die im Abschnitt 10 angegebenen Wärmeübergangsgleichungen von Gardon und Akfirat [79], Hilgeroth [90] und Schlünder, Krötzsch und Hennecke [62] gewählt. Damit ist ein praxisgerechter Vergleich zwischen turbulenzarmen und turbulenten Prallstrahlen in bezug auf die erreichbaren Wärmeübergangszahlen sowie in bezug auf die Trocknerkonstruktion möglich.

Allen Kurven ist gemeinsam, daß eine Verkleinerung der Düsenbreite eine Vergrößerung der mittleren Wärmeübergangszahl bei gleichen Teilungsverhältnissen

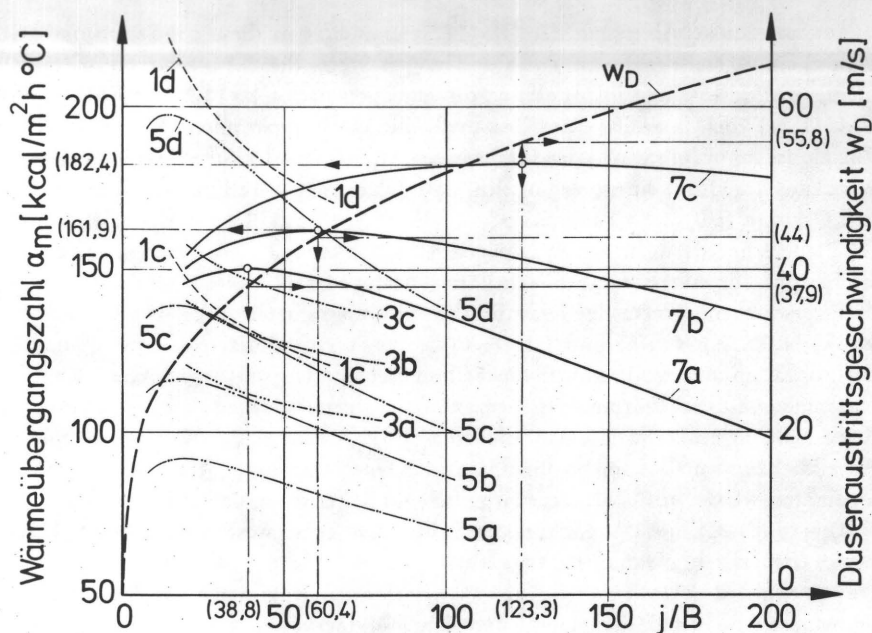


Bild 11.1: Verlauf der mittleren Wärmeübergangszahl α_m bei einer konstanten Ventilatorleistung von $N/F_p = 1 \text{ kW/m}^2$ in Abhängigkeit vom Teilungsverhältnis j/B für turbulenzarme und turbulente ebene Prallstrahlen.

Kurven 1c ($B = 5 \text{ mm}$) und 1d ($B = 2 \text{ mm}$) nach Gl. (10.1) [79] für $Z/B = 8$; Kurven 3a ($B = 15 \text{ mm}$); 3b ($B = 8 \text{ mm}$) und 3c ($B = 5 \text{ mm}$) nach Gl. (10.3b) [90] für $Z/B = 8$.

Kurven 5a ($B = 15 \text{ mm}$); 5b ($B = 8 \text{ mm}$); 5c ($B = 5 \text{ mm}$) und 5d ($B = 2 \text{ mm}$) nach Gl. (10.5) [62] für $Z/B = 8$.

Kurven 7a ($f_h = 1,15$); 7b ($f_h = 1,08$) und 7c ($f_h = 1,016$) nach Gl. (11.2) für $Z/B = 1$ bis 10.

Kurve w_D nach Gl. (9.2a) – vgl. auch Gl. (9.2) – mit $N/F_p = 1 \text{ kW/m}^2$.

und mit $[\gamma_L \cdot \epsilon / 2g \cdot 102\eta] = 7,1 \cdot 10^{-4} \left[\frac{\text{kW/m}^2}{\text{m}^3/\text{s}^3} \right]$

mit sich bringt. Dies gilt auch für die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit. Wenn man $l = \text{konst.}$ hält, so ist eine Verkleinerung des hydraulischen Formparameters gleichbedeutend mit Verkleinerung der Düsenbreite B (vgl. Kurven 7a, 7b und 7c).

Für die Kurvengruppen 1 und 3 ist die mittlere Wärmeübergangszahl um so größer (jedenfalls im Gültigkeitsbereich der Gleichungen), je kleiner das Teilungsverhältnis j/B ist. Dies wurde bereits eingangs zu diesem Abschnitt unter dem Hinweis auf den Aufbau der entsprechenden Bestimmungsgleichungen – Gl. (11.1) – vermerkt. Hilgeroth [90] gelangt, fälschlicherweise allerdings, zu einem anderen Ergebnis für seine Wärmeübergangsgleichung – hier Gl. (10.3b) der Schlitzdüsenanordnungen. Bei einer ähnlichen Darstellung der Ergebnisse der Gl. (10.3b) wie hier in Bild 11.1 ist bei Hilgeroth [90], Abb. 4 bzw. 5 ein flaches Maximum für die mittlere Wärmeübergangszahl zu sehen, welches von Hilgeroth im Text als ein Maximum für $B/j = 0,03$ (bzw. $j/B = 33,3$) ausdrücklich erwähnt wird. Dieses Ergebnis ist aber eindeutig

falsch, da, wie bereits mittels Gl. (11.1) erörtert und durch Kurven 3a, 3b und 3c in Bild 11.1 gezeigt wurde, für Hilgeroths Gleichung (10.3b) im angegebenen j/B -Bereich kein Maximum für die mittlere Wärmeübergangszahl existiert. Im gleichen Aufsatz ist von Hilgeroth eine Gleichung für Runddüsenanordnungen angegeben, in der die Wärmeübergangszahl vom Teilungsverhältnis j/D nicht als einfache Potenzfunktion sondern in komplizierterer Weise abhängig ist. Nur für diesen Fall ergibt sich ein eindeutiges Maximum für α_m , wie es auch richtig von Hilgeroth gezeigt wurde.

Die Kurvenverläufe 5a bis 5d in Bild 11.1, die nach Gl. (10.5) der Arbeit von Schlünder, Krötzsch und Hennecke [62] aufgezeichnet sind, weisen für $j/B = 15$ bis 20 ein deutliches Maximum für die mittlere Wärmeübergangszahl auf. Dieses optimale Teilungsverhältnis gilt für das vorliegende Beispiel mit einem Plattenabstand von $Z/B = 8$. Aus dem Aufbau der Gleichung (10.5) ist ersichtlich, daß $(j/B)_{\text{opt}}$ auch vom Plattenabstand Z/B abhängig ist. Beispielsweise für $Z/B = 4$ verschiebt sich $(j/B)_{\text{opt}}$ zu größeren Werten zwischen $(j/B)_{\text{opt}} = 20$ bis 40 und gleichzeitig verringert sich α_{mmax} ein wenig gegenüber den Werten von α_{mmax} bei $Z/B = 8$.

Nachdem nun die Kurvengruppen 1, 3, 5 und 7 bezüglich ihrer charakteristischen Merkmale erörtert wurden, soll versucht werden, folgende für die Praxis wichtige Frage zu beantworten: In welchen konkreten Fällen sind die bisher üblichen turbulenten Düsenstrahlen in bezug auf eine Optimierung günstig? Die Beantwortung dieser Frage ist praktisch durch das Bild 11.1 gegeben. Wie die Kurven 1d und 5d ferner die vorangegangenen Diskussionen zeigen, werden mit turbulenten Düsenstrahlen bei einem optimalen Teilungsverhältnis von ungefähr $j/B = 15$ und bei Düsenbreiten nicht größer als $B = 2$ mm und Plattenabständen von $Z/B \approx 8$ die größten mittleren Wärmeübergangszahlen erreicht. Bei einer Düsenbreite von $B = 2$ mm beträgt aber mit $(j/B)_{\text{opt}} = 15$ die Düsenteilung $j = 30$ mm und damit sind beispielsweise für eine Trocknerlänge von $L = 4000$ mm ca. 133 Düsen notwendig. Beträgt die Trocknerbreite z. B. $l \geq 2000$ mm, wie es in der Praxis oft vorkommt, so sind zur Vermeidung von Randüber Trocknungseffekten bei dieser ausgesprochen kleinen Teilung konstruktive Maßnahmen z. B. an der Düsengeometrie notwendig (Martin und Schlünder [63], Martin [64]), wenn man auf Absaugkanäle verzichtet. Will man Absaugkanäle zwischen den Düsen anbringen, so wird dies bei $j = 30$ mm nicht weniger problematisch. Die Möglichkeit, auf größere Düsenbreiten als $B = 2$ mm zurückzugreifen, um die konstruktiven Schwierigkeiten zu vermindern, ist für turbulente Düsenstrahlen bei $N/F_p = \text{konst.}$ nur unter einer starken Verminderung der mittleren Wärmeübergangszahl gegeben.

Anders sind die Verhältnisse bei turbulenzarmen Düsenstrahlen, wie bereits anhand der Kurven 7a bis 7c diskutiert wurde. Die maximalen Wärmeübergangszahlen sind zwar bei $N/F_p = \text{konst.}$ verglichen mit den praktisch größten Wärmeübergangszahlen der Kurven 1d und 5d ca. um 10 bis 20 % niedriger. Dafür ist aber die Trocknerkonstruktion sehr einfach. Der Trockner kann mit wenigen breiten Düsen – in extremen Fällen nur mit einer einzigen Profildüse – versehen werden. Damit wurde die oben gestellte Frage beantwortet. Zusammenfassend kann also folgender wichtiger Hinweis für die Optimierung gegeben werden:

Prallstrahl trockner im herkömmlichen Sinne, d. h. mit stark turbulenten Düsenstrah-

len, ermöglichen nur bei sehr kleinen Teilungsverhältnissen $j/B = 15$ (bis höchstens 40), mit sehr kleinen Düsenbreiten von $B \leq 2$ mm und mit Plattenabständen von $Z = 10$ bis 16 mm optimale mittlere Wärmeübergangszahlen, wobei diese Bedingungen wahrscheinlich zu komplizierten und verhältnismäßig teuren Trocknerkonstruktionen führen.

Nur unter diesen oft schwer erfüllbaren Bedingungen scheinen die turbulenten Düsenstrahlen bei einer konstanten Ventilatorleistung pro Flächeneinheit im Hinblick auf die praktisch erreichbare Größe der mittleren Wärmeübergangszahl den turbulenzarmen Düsenstrahlen überlegen zu sein. Dieser Hinweis, der hier durch den Vergleich der eigenen Wärmeübergangsergebnisse bei turbulenzarmen Düsenstrahlen mit den Ergebnissen der turbulenten Düsenstrahlen von anderen Autoren gewonnen wurde, deckt sich gut mit dem Ergebnis des Abschnittes 7.3.

Will man aus mittleren Wärmeübergangszahlen die Stoffübergangszahlen und die Trocknungsgeschwindigkeit z. B. für Toluolverdunstung berechnen, so ist es notwendig, das Verhältnis α/β in Abhängigkeit von der Lufttemperatur und ferner den Zusammenhang zwischen Oberflächen- und Lufttemperatur für Toluol-Luftgemische zu kennen. Über diese komplizierten Zusammenhänge wurde, ohne näher darauf einzugehen, mit zwei wichtigen Arbeitsdiagrammen in [110] berichtet. Die in der vorliegenden Arbeit besprochenen Ergebnisse wurden aus Wärmeübergangsmessungen gewonnen. Ihre Übertragung auf Stoffübergang ist z. B. bei Verdunstung von einer flüssigen Toluolschicht auf einer Oberfläche mit der Kenntnis des Verhältnisses α/β möglich. Auch im Falle der Toluolverdunstung aus Tiefdruckfarbschichten scheinen die allgemeinen Ähnlichkeitsgesetze zu gelten, wie unter Hinweis auf Dätwyler [49] im Abschnitt 3.1 erwähnt wurde. Die Klärung der Frage ob und inwieweit die anderen Farbkomponenten wie Harze, Pigmente, Weichmacher usw. ferner eventuell die unbedruckten Oberflächenpartien und die Oberflächenbeschaffenheit des Bedruckstoffes die Lösemittelverdunstung und damit die optimale Auslegung der Prallstrahltrockner hinsichtlich der Verteilung der örtlichen Wärme- bzw. Stoffübergangszahl und der Temperatur beeinflussen, bleibt einer anderen Arbeit vorbehalten. Über die Versuchseinrichtung, welche aus einer Tiefdrucklabormaschine und einem IR-Spektralphotometer besteht, das als Abtastgerät zur Messung von Restlösemittelmengen im Druck auf laufenden Bahnen dient, sowie über einige Vorversuche wurde in [111] berichtet.

12. ZUSAMMENFASSUNG

Eine eingehende Analyse der einschlägigen Literatur über das Trocknen von Druckfarben und insbesondere über die Prallstrahluntersuchungen sollte einen weitgehenden Überblick über die Vielschichtigkeit der Problemstellung in theoretischer und praktischer Hinsicht bei der Optimierung von Prallstrahlrocknern für Druckmaschinen geben. Im Hinblick auf die Optimierung von Prallstrahlrocknern im weitesten Sinne, aber auch zur Erklärung einiger Wärmeübergangsphänomene wurden Strömungs- und Turbulenzvorgänge in ebenen Freistrahlen sowie in Prallstrahlen experimentell untersucht. Untersuchungen an verschiedenen Schlitzdüsenausführungen zeigten, daß durch geeignete Düsenformen und durch eine störungsfreie Luftzufuhr eine große Kernlänge und geringe Strahl-turbulenzen erzeugt werden können. Die Geschwindigkeitsmessungen im Feld der Freistrahlen lieferten das Ergebnis, daß ein Einfluß der Düsenanzahl auf die Strahlgeschwindigkeit in einem bestimmten Bereich entlang der Strahlachse vorhanden ist. Die Strömungsvorgänge im Wandstrahl eines ebenen, turbulenzarmen Prallstrahles wurden bei einigen Plattenabständen Z und bei verschiedenen Staupunktabständen x durch Messung der Grenzschichtprofile, des statischen Druckes sowie des sog. Prestonrohrstaudruckes, welcher proportional der örtlichen Wandschubspannung ist, untersucht. Die maximale wandparallele Geschwindigkeit $w_{x\max}$, bezogen auf die Düsenaustrittsgeschwindigkeit w_D nimmt im verzögerten Strömungsbereich für turbulenzarme ebene Wandstrahlen mit Vergrößerung des dimensionslosen Staupunktabstandes x/B exponentiell ab. Dabei ist ein Einfluß der Düsenbreite B in der Weise vorhanden, daß eine Verkleinerung der Düsenbreite eine Vergrößerung des Verhältnisses $w_{x\max}/w_D$ bei gleichen dimensionslosen Staupunktabständen x/B mit sich bringt. Ein Vergleich des Verlaufes von $w_{x\max}/w_D$ über x/B bei turbulenzarmen und turbulenten ebenen Wandstrahlen ergab für turbulenzarme Wandstrahlen höhere $w_{x\max}/w_D$ -Werte. Höhere $w_{x\max}/w_D$ -Werte sind ebenfalls bei glatteren Oberflächen vorhanden. Ein weiterer Befund besagt, daß $w_{x\max}/w_D$ -Werte von ebenen Wandstrahlen für vergleichsweise größere Staupunktabstände erheblich größer sind als $w_{x\max}/w_D$ -Werte von rotationssymmetrischen Wandstrahlen. Für turbulenzarme ebene Wandstrahlen konnte in der wandnahen Grenzschicht in einem bestimmten vom Plattenabstand Z/B abhängigen Bereich des Staupunktabstandes x/B eine Beschleunigung der Strömung mit Vergrößerung des Staupunktabstandes x/B nachgewiesen werden, obwohl gleichzeitig $w_{x\max}/w_D$ abnimmt. Aus gemessenen Geschwindigkeitsprofilen im Staupunkt von turbulenzarmen Prallstrahlen wurde der Geschwindigkeitsgradient a ermittelt, welcher bei kurzen Plattenabständen auch formelmäßig erfaßt wurde. Zur Messung örtlicher Wärmeübergangszahlen wurde ein Wärmeflußgeber eingesetzt, mit dem man sowohl in laminaren als auch in turbulenten Strömungen Messungen durchführen kann. Dieser Geber enthält als Meßelement ein kleines elektrisch geheiztes Bändchen, mit einer Breite unter 0,25 mm, dessen Wärmeübergangszahl nach einer Eichung als Maß für die effektive Wärmeübergangszahl benutzt

wird. Der Geber wurde sowohl in turbulenten als auch in laminaren Strömungen geeicht. In beiden Fällen wurde ein gemeinsamer Eichfaktor gefunden. Dabei sind ebenfalls einige Randprobleme behandelt worden, so z. B. Wandschubspannungen usw. Dank einer schnellen Meßtechnik wurden zahlreiche Wärmeübergangsmessungen bei einzelnen und mehrfachen ebenen Prallstrahlen für verschiedene Parameter durchgeführt. Der Verlauf der örtlichen Wärmeübergangszahl konnte zum größten Teil unter Heranziehung der Ergebnisse von Strömungsvorgängen im Wandstrahl gut erklärt werden. Insbesondere konnte das Entstehen des zweiten Wärmeübergangsmaximums auf der Prallobenfläche mit der Beschleunigung der wandnahen Grenzschicht fast an der gleichen Stelle in Verbindung gebracht werden. Aus den Ergebnissen der örtlichen Wärmeübergangsmessungen wurde für Einzeldüsen- und Mehrdüsenanordnungen die mittlere Wärmeübergangszahl in Abhängigkeit der Düsenaustrittsgeschwindigkeit, der Düsenbreite, der Düsenteilung und des Plattenabstandes ermittelt. Für einen großen Bereich der angegebenen Parameter wurden Bestimmungsgleichungen für die mittlere Wärmeübergangszahl aufgestellt. Sowohl für Einzeldüsen als auch für Mehrdüsenanordnungen, die sehr geringe Strahlurbulenzen aufwiesen, wurde eine Abhängigkeit von der 0,5ten Potenz der Düsenaustrittsgeschwindigkeit für die mittlere Wärmeübergangszahl eindeutig festgestellt. Diese und andere gefundene Abhängigkeiten wie z. B. die Abhängigkeit der Wärmeübergangszahl vom dimensionslosen Plattenabstand Z/B in einem bestimmten Bereich steht in guter Übereinstimmung mit der Theorie des laminaren Wärmeüberganges bei ebenen Staupunktströmungen. Für Mehrdüsenanordnungen wurde im untersuchten Bereich eine Abhängigkeit der mittleren Wärmeübergangszahl von der Anzahl der Düsen gefunden, welche sich auch theoretisch begründen läßt. Die Ergebnisse von Mehrdüsenuntersuchungen zeigten ferner, daß bei gleichen Teilungsverhältnissen j/B die mittlere Wärmeübergangszahl praktisch unabhängig von der Düsenbreite B ist. Dieser Befund wurde durch Vergleiche mit Einzeldüsenanordnungen bestätigt. Danach ist es zumindest bei turbulenzarmen Düsenstrahlen möglich, für die gleiche mittlere Wärmeübergangszahl bei gleicher Ventilatorleistung pro Flächeneinheit für eine gegebene Trocknerlänge die Anzahl der Düsen zu verringern. Die bisher mitgeteilten Ergebnisse, die aus Messungen mit turbulenzarmen Prallstrahlen gewonnen wurden, ändern sich sehr stark, wenn z. B. der Turbulenzgrad im Düsenstrahl künstlich erhöht wird. Es zeigte sich, daß für die Größe der Wärmeübergangszahl die Turbulenz im Strahl maßgebend ist. Düsenstrahlen mit geringen Turbulenzgraden erzeugen z. B. im Staupunkt kleine Wärmeübergangszahlen, verbunden mit einem relativen Minimum. Erhöht man dagegen den Turbulenzgrad künstlich um einen Faktor von 3 bis 4, so wird zwar ein etwa doppelt so hoher Wert für die Wärmeübergangszahl im Staupunkt gemessen. Die über größere Staupunktstände gebildeten mittleren Wärmeübergangszahlen sind jedoch bei stark turbulenten Düsenstrahlen erheblich niedriger als diejenigen bei Düsenstrahlen mit geringer Turbulenz. Ein stark turbulenter Düsenstrahl ist in bezug auf die Größe der mittleren Wärmeübergangszahl nur im unmittelbaren Staupunktbereich dem turbulenzarmen Düsenstrahl deutlich überlegen. Dieser im Zusammenhang mit der Optimierung wichtige Befund wurde durch einen Vergleich der eigenen Ergebnisse bei turbulenzarmen Düsenstrahlen mit den Wärmeübergangsmessungen von anderen Autoren

bei turbulenten Düsenstrahlen bestätigt. Aus diesen Vergleichen konnten für die Optimierung von Prallstrahltrocknern folgende Hinweise abgeleitet werden.

1. Für eine konstante Ventilatorleistung pro Flächeneinheit sind mit stark turbulenten Düsenstrahlen größte mittlere Wärmeübergangszahlen nur dann zu erreichen, wenn kleine Teilungsverhältnisse $j/B = 15$ (bis höchstens 40) Düsenbreiten $B \leq 2$ mm, Plattenabstände $Z/B \approx 8$ gewählt werden. Diese Bedingungen führen allerdings zu einer Vielzahl von Düsen und teuren Trocknerkonstruktionen.

2. Mit turbulenzarmen Düsenstrahlen kann die Trocknerkonstruktion im ungünstigen Fall bei einer 10 bis 20 % schlechteren Wärmeübergangszahl gegenüber der praktisch bestmöglichen Wärmeübergangszahl unter Punkt 1. (für $j/B = 15$) wesentlich vereinfacht werden, da in Extremfällen $(j/B)_{\text{opt}} = 100$ bis 200 sein darf und daher im Grenzfall eine einzige verhältnismäßig breite und im Hinblick auf geringste Turbulenz optimal konstruierte Düse ausreichen kann.

3. Können die unter Punkt 1. angeführten Bedingungen konstruktiv nicht eingehalten werden, so daß beispielsweise $j/B > 40$ oder $B \gg 2$ mm wird, dann sind turbulenzarme Düsenstrahlen auf jeden Fall im Vorteil.

13. ANHANG

13.1 Mathematische Grundlagen der Wärmeübergangsmessung mit Heißfoliengeber

Mit der Theorie der Wärmeabgabe einer kleinen Heißfolie haben sich eingehend die Autoren Ludwig [115], Herbeck [120], Bellhouse und Schultz [121], Curle [152], [153], Liepmann und Skinner [134] und Brown [129] beschäftigt.

Eine ausführliche Analyse der früheren Arbeiten ist in der Dissertation Brown [129] zu finden.

Startpunkt für eine theoretische Analyse ist die Energiegleichung mit den üblichen Grenzschichtvereinfachungen für eine laminare, ebene Grenzschicht

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\nu}{Pr} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (13.1)$$

Es ist bekannt, daß Gl. (13.1) in Integralform wie folgt geschrieben werden kann

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\infty} u(T - T_1) dy = - \frac{\nu}{\lambda \cdot Pr} q_w(x) \quad (13.2)$$

In Gl. (13.1) und (13.2) bedeuten:

$q_w(x)$ = örtlicher Wärmestrom

ν = Kinematische Zähigkeit

λ = Wärmeleitzahl

u, v = Geschwindigkeitskomponenten
in horizontaler x - bzw. in vertikaler y -Richtung

Pr = Prandtlzahl

T = Temperatur in der Grenzschicht

T_1 = Temperatur der Außenströmung

Für eine kleine Heißfolie ist die Temperaturgrenzschichtdicke viel kleiner als die Strömungsgrenzschichtdicke. Ein physikalisch ähnlicher Fall liegt vor, wenn Prandtl-Zahl Pr sehr hoch ist. In beiden Fällen kann man für ebene Strömungen für die wandparallele Geschwindigkeitskomponente u näherungsweise schreiben

$$\mu u = \tau_w \cdot y + \frac{1}{2} \frac{dp}{dx} y^2 \quad (13.3)$$

In Gl. (13.3) bedeutet μ = dynamische Zähigkeit, τ_w = Wandschubspannung, dp/dx = Druckgradient.

Diese Näherung gilt um so besser, je größer die Prandtl-Zahl ist, d. h. je kleiner die Temperaturgrenschichtdicke verglichen mit der Strömungsgrenschichtdicke ist. Curle [152] nimmt an, daß die Temperaturprofile sich innerhalb eines mäßigen Druckgradientenbereichs nicht stark ändern und daher durch eine universelle, von der Temperaturgrenschichtdicke δ_T abhängigen Profilform dargestellt werden können, d. h.

$$\frac{T-T_1}{T_w-T_1} = f(\eta) \quad \text{mit} \quad \eta = y/\delta_T$$

Durch diese Annahme und durch andere Überlegungen gelangt Curle [152] [153] über Gl. (13.2) und (13.3) zu einer Gleichung, welche den Zusammenhang zwischen dem örtlichen Wärmeübergang, der Wandschubspannung τ_w und dem Druckgradienten dp/dx darstellt. Diese Gleichung lautet

$$\frac{d}{dx} \left\{ \frac{a \lambda^2 \tau_w (T_w - T_1)^3}{q_w^2(x)} - \frac{b \frac{dp}{dx} \lambda^3 (T_w - T_1)^4}{2 q_w^3(x)} \right\} = - \frac{\mu^2}{g \cdot \lambda \cdot Pr} q_w(x) \quad (13.4)$$

bzw. in Integralform

$$-\int_0^x q_w(x) dx = \frac{g \cdot Pr}{\mu^2} \left\{ \frac{a \tau_w \lambda^3 (T_w - T_1)^3}{q_w^2(x)} - \frac{b \frac{dp}{dx} \lambda^4 (T_w - T_1)^4}{2 q_w^3(x)} \right\} \quad (13.4a)$$

wobei a und b positive Konstanten sind.

Um die Bedeutung und den Gültigkeitsbereich der Gl. (13.4) bzw. (13.4a) im Zusammenhang mit örtlichen Wärmeübergangsmessungen mittels einer Heißfolie verdeutlichen zu können, sei im folgenden der Lösungsweg zur Bestimmung der Konstanten a und b angegeben, welcher von Curle [153] und später in verbesserter Form von Brown [129] eingeschlagen wurde.

Curle geht von einer Strömung aus, in der die Außengeschwindigkeit durch

$$U_\infty = C \cdot x^m \quad (13.5)$$

(vgl. Keilströmungen, Schlichting [147], S. 132) gegeben ist. Die Geschwindigkeitsverteilung für solche Strömungen ist nach Falkner und Skan 1930 [135]

$$\left. \begin{aligned} u &= U_\infty f'(\eta) ; \quad \eta = \left(\frac{U_\infty}{\nu \cdot x} \right)^{1/2} y, \\ v &= \frac{1}{2} \left(\frac{U_\infty \cdot \nu}{x} \right)^{1/2} \left\{ (m+1) f(\eta) + (m-1) \eta f'(\eta) \right\} \end{aligned} \right\} \quad (13.6)$$

Mit dieser Geschwindigkeitsverteilung ist eine Lösung der Gleichung (13.1) bei einer konstanten Wandtemperatur T_w und mit einer Außenströmungstemperatur T_1 gegeben durch die Gleichung

$$\frac{T_w - T}{T_w - T_1} = F(m, Pr) \int_0^\eta \left[\exp \left(-\frac{m+1}{2} Pr \int_0^\eta f d\eta \right) \right] d\eta \quad (13.7)$$

wobei

$$F(m, Pr) = \left\{ \int_0^\infty \left[\exp \left(-\frac{m+1}{2} Pr \int_0^\eta f d\eta \right) \right] d\eta \right\}^{-1} \quad (13.8)$$

ist. Aus Gleichungen (13.6) und (13.7) folgt, daß

$$-q_w(x) = -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_w = F(m, Pr) \cdot \lambda (T_w - T_1) \left(\frac{U_\infty}{v \cdot x} \right)^{1/2} \quad (13.9)$$

$$F(m, Pr) = - \frac{q_w(x)}{\lambda (T_w - T_1)} \left(\frac{v \cdot x}{U_\infty} \right)^{1/2} \quad (13.10)$$

ist. Die exakten Werte von $F(m, Pr)$ können aus der Gleichung (13.8) errechnet werden. Die Ergebnisse sind für einen großen Bereich von m und Pr -Werte bekannt. Setzt man $q_w(x)$ aus Gleichung (13.9) in die Gleichung (13.4) bzw. (13.4a) ein, erhält man nach einigen Zwischenrechnungen und Integration der Gl. (13.4a) für $F(m, Pr)$

$$F^4 = \frac{1}{2} Pr(m+1) \left[a \cdot F \cdot f''(0) - \frac{b}{2} \cdot m \right] \quad (13.11)$$

wobei

$$f''(0) = \frac{T_w}{\mu \cdot U_\infty} \left(\frac{v \cdot x}{U_\infty} \right)^{1/2} \quad (13.12)$$

– vgl. Hartree [137] – eine Funktion von m ist.

Die Werte von a und b wurden von Curle [153] so gewählt, daß die Lösungen der Gleichung (13.11) so gut wie möglich mit den durch die Gleichung (13.8) gegebenen exakten Werten in einem physikalisch wichtigen Bereich von Pr - und m -Werten übereinstimmen ($m = -0,0904$ (Ablösepunkt) bis $m = 1$ (Staupunkt) sowie $Pr = 0,7$ bis 10). Curle fand auf diese Weise heraus, daß mit den Werten $a = 0,2226$ und $b = 0,1046$ die Wärmeübergangszahl in dem von ihm untersuchten m - und Pr -Bereich mit einem Fehler von $\pm 1\%$ nach Gl. (13.4) bzw. (13.4a) gerechnet werden kann.

Brown [129] fand die Bestimmung der Konstanten a und b auf die von Curle [153] gezeigte Weise insofern als unbefriedigend, weil Gl. (13.4) mit dem Geschwindigkeitsansatz nach Gl. (13.3) für sehr hohe Prandtl-Zahlen gilt und infolgedessen deren Bestimmung genau genommen für $Pr \rightarrow \infty$ erfolgen müßte.

Ausgehend von Curles Lösungsweg aber mit der Erweiterung auf $Pr \rightarrow \infty$ erhielt Brown für die Konstanten a und b die Werte

$$\left. \begin{aligned} a &= \frac{1}{6[\Gamma(4/3)]^3} = 0,23405 \\ b &= \frac{64}{3} \frac{1}{[\Gamma(1/4)]^4} = 0,12346 \end{aligned} \right\} \quad (13.13)$$

wobei Γ Gammafunktion bedeutet.

Die Gleichung (13.4) ist als Bestimmungsgleichung für den Wärmeübergang in der vorliegenden Form für viele Zwecke ungeeignet. Außerdem ist durch das Vorkommen von zwei Gliedern auf der linken Seite eine geschlossene Lösung der Gl. (13.4) unmöglich. Sie kann durch Integration in eine zugeordnete Integralgleichung umgewandelt werden, wie durch Gl. (13.4a) gezeigt wurde. Außerdem kann die Gleichung (13.4a) für Sonderfälle in gewöhnliche Potenzgleichungen überführt werden. Ausgehend von Curles Gleichungen (13.4) bzw. (13.4a) mit den von Brown für den Fall $Pr \rightarrow \infty$ ermittelten Konstanten a und b nach Gl. (13.13) soll im folgenden für zwei Sonderfälle dieser Weg gezeigt werden.

I) Wandschubspannung $\tau_w = 0$

Dieser Fall liegt im Staupunkt ($m = 1$) und im Ablösepunkt ($m = -0,0904$) vor. In diesem Fall wird das erste Glied der linken Seite der Gl. (13.4) zu Null.

Für dp/dx kann nach der Bewegungsgleichung und mit der Gl. (13.5)

$$\frac{dp}{dx} = -g \cdot U_\infty \frac{dU_\infty}{dx} = -g \frac{U_\infty^2 \cdot m}{x} \quad (13.14)$$

geschrieben werden. Setzt man Gl. (13.14) und für $q_w(x)$ die Gl. (13.9) in Gl. (13.4a) ein, erhält man unter Beachtung der Gl. (13.5) nach der Integration und nach einigen Zwischenrechnungen

$$\boxed{Nu_x = b^{1/4} \left[\frac{m(m+1)}{4} \right]^{1/4} \cdot Pr^{1/4} \cdot Re_x^{1/2}} \quad \left. \begin{aligned} Pr &\rightarrow \infty \\ \tau_w &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (13.15)$$

wobei $Nu_x = -\frac{q_w(x) \cdot x}{\lambda(T_w - T_1)} = -\frac{\alpha \cdot x}{\lambda}$ und $Re_x = \frac{U_\infty \cdot x}{\nu}$ ist.

Mit $b = 0,12346$ nach Gl. (13.13) ergibt sich aus Gl. (13.15) für den Fall

Ia) Staupunkt ($m = 1$) und näherungsweise für seine unmittelbare Umgebung

$$\boxed{Nu_x = 0,49846 \cdot Pr^{1/4} \cdot Re_x^{1/2}} \quad \begin{matrix} Pr \rightarrow \infty \\ \tau_w = 0 \\ m = 1 \end{matrix} \quad (13.16)$$

Ib) Ablösepunkt ($m = -0,0904$) und näherungsweise in seiner unmittelbaren Nähe

$$\boxed{Nu_x = 0,224 \cdot Pr^{1/4} \cdot Re_x^{1/2}} \quad \begin{matrix} Pr \rightarrow \infty \\ \tau_w = 0 \\ m = -0,0904 \end{matrix} \quad (13.17)$$

Die Gleichung (13.17) für den Ablösepunkt ist identisch mit der von Evans [138] (vgl. auch Schlichting [147] S. 278, Bild 12.14) abgeleiteten Formel, während Gl. (13.16) bisher in der einschlägigen Literatur nicht vorzufinden war.

II) $m = 0$, d. h. $dp/dx = 0$, längsangeströmte Platte

In diesem Fall wird das zweite Glied der linken Seite der Gl. (13.4) zu Null.

Setzt man wieder für $q_w(x)$ Gl. (13.9) und für τ_w die Gl. (13.12) in Gl. (13.4a) ein und integriert die Gleichung unter Beachtung der Gl. (13.5), so ergibt sich

$$\boxed{Nu_x = a^{1/3} \cdot \left(\frac{m+1}{2} \right)^{1/3} \cdot f_1''^{1/3} \cdot Pr^{1/3} \cdot Re_x^{1/2}} \quad \begin{matrix} Pr \rightarrow \infty \\ m = 0 \end{matrix} \quad (13.18)$$

Mit $a = 0,23405$ (Brown) nach Gl. (13.13) erhält man aus Gl. (13.18) für den Fall

IIa) längsangeströmte Platte, ohne Druckgradienten

d. h. $dp/dx = 0$; $m = 0$ mit $f_1''(0) = 0,332$

$$\boxed{Nu_x = 0,339 \cdot Pr^{1/3} \cdot Re_x^{1/2}} \quad \begin{matrix} Pr \rightarrow \infty \\ m = 0 \end{matrix} \quad (13.19)$$

Die Gleichung (13.19) ist identisch mit der zuerst von Leveque (1928) später von Lighthill [136] auf einen anderen Weg abgeleiteten Gleichung, welche auch bei Schlichting [147, S. 262, Gl. 12.49a] zu finden ist. Diese Formel stellt auch für mittlere Prandtl-Zahlen eine sehr gute Näherung dar. Für mittlere Prandtl-Zahlen gilt bekanntlich nach E. Pohlhausen [139] für die ebene Platte exakt

$$\boxed{Nu_x = 0,332 \cdot Pr^{1/3} \cdot Re_x^{1/2}} \quad \text{für } 0,6 < Pr < 15 \quad (13.19a)$$

Beide Formeln haben die gleiche Form, nur die Zahlenkonstante der Gleichung (13.19) liegt rund 2% höher.

IIb) Staupunkt $m = 1$

Obwohl Gl. (13.18) exakt nur für $Pr \rightarrow \infty$ und $m = 0$ gilt, kann man näherungsweise die entsprechende Gleichung für den Staupunkt ($m = 1$) angeben.

Aus Gl. (13.18) ergibt sich mit $f''(0) = 1,2326$ für $m = 1$ »vgl. Hartree bei Schlichting [147]«

$$\boxed{Nu_x = 0,661 \cdot Pr^{1/3} \cdot Re_x^{1/2}} \quad \begin{array}{l} Pr \rightarrow \infty \\ m = 1 \\ \tau_w \neq 0 \end{array} \quad (13.20)$$

Auch diese Gleichung ist identisch mit einer Beziehung für den Staupunkt, welche für den Fall $Pr \rightarrow \infty$ bei Schlichting [147 dort S. 262, Gl. 12,49b] zu finden ist. Für den Staupunkt gilt aber im Falle $Pr \rightarrow \infty$ exakt die Gleichung (13.16), welche für $\tau_w = 0$ aus Gl. (13.15) abgeleitet wurde.

Für $Pr = 0,713$ (Luft) gilt für den Staupunkt exakt nach Squire, vgl. Goldstein [151] ferner Prandtl [150], Eckert [125]

$$\boxed{Nu_x = 0,50 \cdot Re_x^{1/2}} \quad \begin{array}{l} Pr = 0,713 \\ m = 1 \end{array} \quad (13.21)$$

Setzt man $Pr = 0,713$ in Gl. (13.16) bzw. in Gl. (13.20) ein, so liefert Gl. (13.16) um 8,4 % geringere, Gl. (13.20) dagegen rund um 18 % höhere Nu -Werte als die nach Gl. (13.21) zu errechnenden Nu -Werte. Aus diesem Vergleich geht hervor, daß Gl. (13.16), welche für $Pr \rightarrow \infty$ für den Staupunkt gilt, auch bei mittleren Prandtl-Zahlen $Pr > 0,7$ eine gute Näherung darstellt, auf jeden Fall eine weitaus bessere als die Gleichung (13.20).

Mit diesen Ausführungen konnte gezeigt werden, daß Gl. (13.4) für völlig entgegengesetzte Grenzfälle in ganz gewöhnliche Nusseltsche Potenzgleichungen zurückzuführen ist, welche nicht nur für $Pr \rightarrow \infty$, sondern auch für mittlere Prandtl-Zahlen ($Pr > 0,6$) mit guter Näherung gültig sind.

Die Gleichungen (13.15) und (13.18) stellen für laminare Strömungen im Falle $Pr \rightarrow \infty$ die mathematischen Grundlagen für zwei physikalisch ähnliche Vorgänge dar. Nämlich erstens die örtliche Wärmeabgabe einer Wand bei konstanter Wandtemperatur und zweitens die Wärmeabgabe einer sehr kleinen Heißfolie an gleicher Stelle mit gleicher Temperatur, wobei aber als Unterschied zum ersten Fall die Wand vor und hinter der Heißfolie die gleiche Temperatur hat, wie die des strömenden Mediums. Die physikalische Ähnlichkeit zwischen den beiden Vorgängen ist exakt erfüllt, wenn in beiden Fällen die Temperaturgrenzschichtdicke gleich groß ist. Im Falle $Pr \rightarrow \infty$ ist bekanntlich $\delta_T \rightarrow 0$. Für die Heißfolie bedeutet dies, daß je kleiner die in Strömungsrichtung liegende Heißfolienlänge B_F ist, desto besser die Voraussetzung der Theorie $\delta_T \rightarrow 0$ erfüllt ist. Definiert man eine mittlere Temperaturgrenzschichtdicke δ_{TFm} über die Heißfolienlänge B_F so kann man schreiben

$$B_F \rightarrow 0, \delta_{TFm} \rightarrow 0; \text{ d. h. } Pr \rightarrow \infty.$$

Im Falle $Pr \rightarrow \infty$ liegt also eine exakte physikalische Ähnlichkeit vor. Es ist zweckmäßig für die Benutzung der Gleichungen (13.15) und (13.18) zur Berechnung der Wärmeabgabe einer kleinen Heißfolie als hypothetischen Ansatz eine äquivalente Prandtlzahl Pr_F einzuführen, welche in Anlehnung an die Gleichungen (13.15) und (13.18) wie folgt definiert ist

$$Pr_F = K_{\delta_T}^4 \cdot Pr \quad (\text{für } T_w = 0) \quad (13.22)$$

$$Pr_F = K_{\delta_T}^3 \cdot Pr \quad (\text{für } m = 0) \quad (13.23)$$

Darin ist K_{δ_T} als Verhältnis der örtlichen Temperaturgrenzschichtdicke $\delta_T(x)$ einer auf der gesamten Länge beheizten und bei konstanter Temperatur T_w gehaltenen Wand zur örtlich-mittleren Temperaturgrenzschichtdicke $\delta_{TFm}(x)$ einer Heißfolie von der Länge B_F und der konstanten Temperatur definiert, d. h.

$$K_{\delta_T} = \frac{\delta_T(x)}{\delta_{TFm}(x)} \quad (13.24)$$

Für $Pr \rightarrow \infty$ ist $\delta_T = \delta_{TFm} \rightarrow 0$, d. h. $K_{\delta_T} = 1$.

Für Prandtl-Zahlen zwischen $0,6 < Pr < \infty$ kann $K_{\delta_T} = 1$ oder $K_{\delta_T} > 1$ sein.

Für mittlere Prandtl-Zahlen (z. B. mit $Pr = 0,713$ für Luft) wird bei sehr kleinen Heißfolienlängen, d. h. für $B_F \rightarrow 0$ wegen $\delta_T \gg \delta_{TFm}$ $K_{\delta_T} \rightarrow \infty$ und damit nach Gl. (13.22) bzw. (13.23) $Pr_F \rightarrow \infty$. Mit anderen Worten wird mit einer kleinen Heißfolie eine Wärmeübergangsmessung für eine sehr hohe Prandtl-Zahl bei konstanter Wandtemperatur simuliert.

Zur Berechnung der örtlichen Wärmeübergangszahl ist in Gleichungen (13.15) und (13.18) Pr mit Pr_F zu ersetzen. Es darf erwartet werden, daß die Verhältniszahl K_{δ_T} für sehr kleine B_F -Werte wegen der Analogie $Pr_F \rightarrow \infty$ und $Pr \rightarrow \infty$ eine von x unabhängige konstante Größe darstellt. K_{δ_T} ist demnach als das Verhältnis zwischen einer zunächst unbekannten hohen Pr_F und einer mittleren Prandtl-Zahl Pr aufzufassen, deren Größe durch eine Eichung bestimmt wird.

Die mittlere Temperaturgrenzschichtdicke δ_{TFm} der Heißfolie ist in erster Linie von der Wandschubspannung τ_w und der Heißfolienlänge B_F abhängig. Es ist nicht möglich, die Wärmeabgabe einer Heißfolie bei kleinen Bandbreiten theoretisch vollständig zu erfassen. Als eine der wesentlichen Ursachen dafür nennt Herbeck [120], daß z. B. der Temperaturabfall am Rande nicht bekannt ist. Unter Zugrundelegung von verschiedenen Randbedingungen und unter gewissen vereinfachenden Annahmen fand Herbeck [120] entsprechende Lösungen der Energiegleichung (13.1), die das Temperaturfeld der Heißfolie bestimmen. Darunter ermittelte Herbeck beispielsweise bei Annahme eines exponentiellen Temperaturabfalles am Rande der Heißfolie eine Beziehung für die örtliche Temperaturgrenzschichtdicke δ_{FT} über der Heißfolie. Integriert man diese Beziehung in Grenzen von 0 bis B_F unter Annahme $\tau_w = \text{konst.}$,

so erhält man für die mittlere Temperaturgrenzschichtdicke δ_{TF_m} die Formel

$$\delta_{TF_m} = 0,9 \left(\frac{\lambda \cdot \nu \cdot B_F}{c_p \cdot \tau_w} \right)^{1/3} \quad (13.25)$$

Zu dieser Gleichung mit der nahezu gleichen Zahlenkonstante gelangt man grundsätzlich auch über Gl. (13.4a), wenn man dort $dp/dx = 0$ und für a die Zahlenkonstante nach Brown [129] (Gl. 13.13) einsetzt.

Die bisherigen Betrachtungen galten für laminare Grenzschichten. In der turbulenten Grenzschicht bildet sich bekanntlich ein wesentlich anderes Geschwindigkeitsprofil aus. Im wandnahen Gebiet ist sowohl turbulente als auch zähe Reibung vorhanden. Reichardt [140] [141] [142] [143] gelang es, die turbulente Geschwindigkeitsverteilung an einer glatten Wand durch eine allgemeine Formel so darzustellen, daß das Abklingen der turbulenten Reibung bis zur Wand vollkommen kontinuierlich erfolgt. Diese Formel lautet

$$\frac{A_\tau}{\mu} = k \left(\eta - \eta_1 \operatorname{Tang} \frac{\eta}{\eta_1} \right) \quad (13.26)$$

wobei η (oder η_1) der dimensionslose Wandabstand mit

$$\eta = \frac{y \cdot u_\tau}{\nu} \quad (13.27)$$

und mit der Schubspannungsgeschwindigkeit

$$u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho} \quad (13.28)$$

und mit A_τ (Impulsaustauschgröße) laut Definition der turbulenten Schubspannung $\tau_t = A_\tau du/dy$ gegeben ist. k ist eine universelle Zahlenkonstante und hat den Wert $k = 0,4$ und η_1 ist die Stärke der überwiegend zähen Wandschicht und hat den Wert

$$\eta = \eta_1 = \frac{\delta_r \cdot u_\tau}{\nu} = 11 \quad (13.29)$$

Die Kurve $A_\tau/\mu = f(\eta)$ in [140] [141] [142] zeigt einen allmählichen Übergang von der überwiegend molekularen ($\tau_m = \mu \cdot du/dy$) zur überwiegend turbulenten Reibung mit wachsendem Wandabstand η . Da bei $\eta = \eta_1 = 11$ $A_\tau \approx \mu$ bzw. $\tau_t \approx \tau_m$ ist, hat es nach Reichardt einen guten Sinn, daß man diesen Wert $\eta_1 = 11$ als ein Maß für die Stärke der zähen Schicht betrachtet. Dieser rein hydrodynamisch bestimmten Schicht stellt Reichardt [140] [141] eine »wärmeleitende Wandschicht« gegenüber, in der die Wärmeleitung $q_m = \lambda(dT/dy)$ die turbulente Wärmeübertragung $q_t = c_p \cdot A_q(dT/dy)$ übertrifft ($q_m > q_t$). Dabei bedeutet A_q Austauschgröße für die Wärme. Der Wandabstand, in dem $q_m = q_t$ ist, sei η_2 . Dann definiert η_2 die Stärke dieser wärmeleitenden Schicht. Für die Stelle η_2 gilt

$$Pr' \frac{\tau_t}{\tau_m} = Pr' \frac{A_\tau}{\mu} = 1 \quad (13.30)$$

wobei $Pr' = \frac{A_q}{A_\tau} \times Pr$ ist und von Reichardt als allgemeine Prandtl-Zahl genannt wird.

Da im Abstand η_1 $\tau_t/\tau_m = 1$ ist, folgt daraus für die Stelle η_2 :

$\tau_t/\tau_m < 1$ für $Pr' > 1$ bzw. $\tau_t/\tau_m > 1$ für $Pr' < 1$

Da für $\tau_t/\tau_m < 1$ $\eta < \eta_1$ (bzw. für $\tau_t/\tau_m > 1$ $\eta > \eta_1$) ist, so folgt weiter:

$$\eta_2 < \eta_1 \text{ für } Pr' > 1 \text{ bzw. } \eta_2 > \eta_1 \text{ für } Pr' < 1 \quad (13.31)$$

Man sieht daraus, daß die Schichtstärken η_1 und η_2 im allgemeinen nicht übereinstimmen. Nur für $Pr' = 1$ ist $\eta_1 = \eta_2$. Die Abnahme der Schichtstärke η_2 mit wachsender Prandtl-Zahl ist nach Reichardt eine Folge des zunehmenden Einflusses des turbulenten Austausches auf die Wärmeübertragung mit abnehmendem Wärmeleitvermögen des Strömungsmediums. Bei hohen Prandtl-Zahlen ist daher in sehr wandnahen Gebieten mit kleinem A_τ/μ die turbulente Wärmeübertragung trotz der schwachen Turbulenz vorherrschend. Die Stärke der wärmeleitenden Schicht $\eta = \eta_2$ läßt sich nach Gl. (13.26) unter Beachtung der Bedingung $Pr' \tau_t/\tau_m = Pr' A_\tau/\mu = 1$ berechnen.

Reichardt [141] definiert eine weitere GröÙe, die hier A' genannt werden soll, als Maß für die Stärke der wärmeleitenden Wandschicht

$$A' = \int_0^{\eta} \frac{d\eta}{(1 + A_\tau/\mu)(1 + Pr' A_\tau/\mu)} \quad (13.32)$$

welche für große Prandtl-Zahlen Pr' sich mit $\eta_1 = 11$ und $k = 0,4$ zu

$$A' = \frac{2\pi}{3\sqrt{3}} \left(\frac{3\eta_1^2}{k \cdot Pr'} \right)^{1/3} = \frac{11,7}{Pr'^{1/3}} \quad Pr' \rightarrow \infty \quad (13.33)$$

ergibt. Für große Prandtl-Zahlen ist $A' = \eta_2$ wie man aus [141] entnehmen kann. Daher kann für $Pr \rightarrow \infty$

$$\eta_2 = \frac{\delta_T \cdot u_\tau}{v} = A' = 11,7 Pr'^{-1/3} \quad (13.34)$$

geschrieben werden.

Nun kann man mit Hilfe der Gleichung (13.34) und (13.25) nach Gl. (13.24) die Verhältniszahl K_{δ_T} bilden. Es ergibt sich

$$K_{\delta_T} = \frac{\delta_T}{\delta_{TFm}} = \frac{\alpha_{Gstr}}{\alpha} = 13 \left(\frac{B_F \cdot u_\tau \cdot A_q}{v \cdot A_\tau} \right)^{-1/3} \quad (13.35)$$

Das Verhältnis A_q/A_r ist für eine isotherme Platte nach Reichardt [142] vom Wandabstand abhängig und im Falle $Pr \rightarrow \infty$ geht $A_q/A_r \rightarrow 1$.

Dies kann aber im Falle einer kleinen Heißfolie nicht zutreffen, da A_q in erster Linie von B_F abhängig sein muß. Es wird vermutet, daß der Klammerausdruck in Gl. (13.35) eine konstante Größe ist. Eine Klärung dieser Frage kann nur durch das Experiment herbeigeführt werden. Wie Reichardt [141] vermerkt, ist nämlich die Grundvoraussetzung seiner Theorie die Annahme, daß Wärmestrom und Impulsstrom an jeder Stelle der Reibungsschicht die gleiche Richtung y (bzw. $-y$) senkrecht zur Wand haben. Die Theorie beschränkt sich also auf solche Fälle, in denen die Wandtemperatur konstant ist, oder sich nur wenig verändert. In der Nähe von Sprungstellen der Wandtemperatur hat der Wärmestrom in Wandnähe eine wesentlich andere Richtung als der Impulsstrom.

Im Falle einer kleinen Heißfolie handelt es sich um zwei Sprungstellen. Daher kann das Verhältnis A_q/A_r nur experimentell bestimmt werden. Die Größe $B_F \cdot u_r/\nu$, die man als einen dimensionslosen Wandabstand η_G oder aber als eine Re-Zahl Re_G (mit G als Index für Geber) auffassen kann, hat z. B. mit $U_\infty = 100$ m/s und $Re_x = 1,6 \cdot 10^6$ in turbulenten Strömungen über die Gleichung $u_r = \sqrt{\tau_w/\rho}$ und mit

$$\tau_w = 0,0296 \cdot \rho \cdot U_\infty^2 \cdot Re_x^{-1/5} \quad (13.36)$$

und mit einer Heißfolienbreite $B_F = 0,2 \cdot 10^{-6}$ m einen Wert von

$$B_F \cdot u_r/\nu = 54,6$$

wobei $\nu = 15,11 \cdot 10^{-6}$ m²/s für Luft eingesetzt wurde. Damit sollte nur die zahlenmäßige Größenordnung in technischen Strömungen gezeigt werden.

14. SCHRIFTTUM

- [1] VITS, H.: Rollenoffsetdruck: von der Gasflammentrocknung zur Heißlufttrocknung. Der Polygraph Heft 24 (1967), Heft 1 (1968), Heft 3 (1968).
- [2] KAMPOWSKI, R.: Qualitätsdruck mit Rollenoffset-Druckmaschinen und Heißluft-Schwebetrocknern. Druckspiegel I. Teil, Heft 12 (1969), II. Teil Heft 1 (1970).
- [3] KAMPOWSKI, R.: Erprobung eines Heißluft-Schwebetrockners. »Archiv« Dezember (1967) S. 59–63.
- [4] STITZEL, M., DANGELMAIER, H.: Die kombinierte Gasflammen/Heißlufttrocknung im Rollenoffset. Der Polygraph Heft 14 (1968), S. 799–802.
- [5] Patentschrift Nr. 622730 Reichspatentamt (patentiert in Deutschland vom 30. April 1930 ab).
Kadus-Werk GmbH in Neustadt/Schwarzwald: Vorrichtung zum Trocknen von mit Tiefdruckfarben bedruckten Papier- oder Stoffbahnen mittels kalter Blasluft.
- [6] Patentschrift Nr. 622297 Reichspatentamt (patentiert in Deutschland vom 30. Juli 1930 ab).
Kadus-Werk: Vorrichtung zum Trocknen von Drucken aller Art u. dgl. durch Aufblasen von Trockenluft und unmittelbar darauffolgendes Absaugen der Trockenluft.
- [7] Patentschrift Nr. 618025 Reichspatentamt (patentiert in Deutschland vom 6. Mai 1931 ab):
Kadus-Werk: Vorrichtung zum Trocknen von bedruckten Papierbahnen und dergleichen.
- [8] Patentschrift Nr. 624048 Reichspatentamt (patentiert in Deutschland vom 12. März 1933 ab).
Kadus-Werk: Vorrichtung zum Trocknen einer durch einen Trockenkasten laufenden Papier- oder Stoffbahn mittels aufgeblasener und wieder abgesaugter Trocknungsluft.
- [9] Patentschrift Nr. 1933960 United States Patent Office patentiert in U.S.A., Nov. 7, 1933; Erfinder, Jorgen Brabaek, Newton Abbott, England: Apparatus for the removal of vaporizable Constituents from liquid or pasty or solid matters. (Appl. Nov. 2, 1929, Serial No. 404501 and in Great Britain Nov. 20, 1928. Renewed Sept. 26, 1933).
- [10] GRAF, E.: Trocknung im Tiefdruck. Allg. Papier-Rundschau APR 37/38 (1968), S. 1157–1166.
- [11] KÄHLER, H.: Trocknungs- und Papierleitungsprobleme an schnelllaufenden Tiefdruckmaschinen. Der Polygraph Nr. 8 (1967), S. 469–470.
- [12] BIALEK, H.: Das Problem der Trocknung im Tiefdruck. Graphische Woche Nr. 12 (1966).

- [13] Anonym: Die Trocknung – ein wesentlicher Faktor für die Leistung einer Druckmaschine. Verpackungs-Rundschau Nr. 5 (1967), S. 530–531.
- [14] REVIOL, G.: Vorteile eines Heißlufttrockners an Bogenoffsetmaschinen. Der Polygraph Nr. 3 (1969), S. 118–120.
- [15] Anonym: Die Farbtrocknung im Rollenoffsetverfahren. Deutscher Drucker Nr. 17–10 (1968).
- [16] JULIEN, R.: Grundsatzfragen der Trocknung im Offsetdruck. Druck-Print Nr. 5 (1968), S. 362–368.
- [17] HÜLLENKRÄMER, F.: Heißlufttrocknung für den Offset- und Lettersetdruck. Der Polygraph Nr. 24 (1967), S. 1655–1657.
- [18] GARDNER, T. A.: A theory of drying with air. TAPPI 43, No. 9 (1960) S. 796.
- [19] GARDNER, T. A.: Performance of slotted orifice air dryers. Pulp Paper Mag. Canada 62, No. 6: T-327 (1961).
- [20] GARDNER, T. A.: The web stabilizer air bar. Pulp Paper Mag. Canada 64, No. 4: T-185 (1964).
- [21] GARDNER, T. A.: Engineering aspects of high velocity drying on paper machines. Pulp Paper Mag. Canada 95, No. 4 T-191 (1964).
- [22] GARDNER, T. A.: Air systems and Yankee drying. TAPPI 47, No. 4 (1964) S. 210–214.
- [23] GARDNER, T. A.: High velocity drying of Offset and Letterpress Inks. TAGA Proceedings (1963).
- [24] GARDNER, T. A.: Evaporative drying of printing inks. American Ink Maker. August 1964.
- [25] GARDNER, T. A.: High speed air drying. Printing magazine National Lithographer 87 No. 10, Okt. 1963, S. 116–118.
- [26] GARDNER, T. A.: Pocket ventilator controls drying atmosphere, TAPPI 49, No. 8: 113A (1966).
- [27] GARDNER, T. A.: Moisture profile variation on paper machines. TAPPI 50, No. 7: 110A (1967).
- [28] GARDNER, T. A.: Transport phenomena in the drying of paper coating. American Paper Ind., Mai (1966), S. 39.
- [29] GARDNER, T. A.: Realizing the best performance from a conventional dryer section. TAPPI 53, No. 6 (1970) S. 990–992.
- [30] GARDNER, T. A.: Pocket ventilation does work. Am. Pap. Ind. Febr. (1970).
- [31] SCHRAML, S. R.: The Gardner pocket ventilator. B. S. Thesis. Dep. of Mech. Eng. Queen's Univ. Kingston, Ontario. Febr. (1966).
- [32] BUNTROCK, H. A.: High velocity drying. The Graphic Arts Monthly, April (1963).
- [33] HULTGREEN, O.: Solving high speed drying problems. Paper, Film and Foil Converter Teil 1–3, Jan./Febr./März (1962).
- [34] ELSCHNIG, G. H., SCHMID, A. F., GOETZ, K., WITT, F.: Drying plays key role in multiple stage coating operations. Paper, Film and Foil Converter März (1969), S. 67–69.
- [35] DAANE, R. H., and HAN, S. T.: An analysis of Air-impingement drying. TAPPI Vol. 44 No. I (1961) S. 73–80.

- [36] VILLALOBOS, J. A.: High velocity drying-theory to hardware. Pulp Paper Magazine Part I June 10, S. 29–31, Part 2 June 17, S. 36–38 (1968).
- [37] HOLIK, K.: Zur Prallströmtrocknung von Papier. Das Papier 25. Heft 6 (1971), S. 289–300.
- [37a] HIRSCH, R.: Untersuchung über die Papiertrocknung mit Hochleistungshauben. Dissertation TU Stuttgart (1970).
- [38] CARLETON, E.: Printing Inks. Reinhold Publishing Cor. New York U.S.A., 1. Aufl. (1940), 3. Aufl. (1950).
- [39] WOLFE, H. J.: Printing and litho inks. MacNair-Dorland Company, New York City U.S.A. (1949).
- [40] VOET, A.: Ink and paper in the printing process. Interscience Publishers. New York, London (1952).
- [41] BANK, W. H.: Printing inks and color. Pergamon Press. Oxford, London, New York, Paris (1961).
- [42] APPS, E. A.: Printing ink technology. Leonard Hill (Books) Limited, Eden Street, London N.W.I. (1961).
- [43] SCHULZ, E.: Die Lösemittel im Tiefdruck und im Flexodruck. Der Polygraph Nr. 1 S. 17, Nr. 3 S. 121–125 und Nr. 4 S. 169–171 (1967).
- [44] SCHULZ, E.: Die Lösemittel für Tiefdruck- und Flexodruckfarben. Der Druckspiegel Nr. 5 (1970), S. 259–262.
- [45] LENDLE, E.: Anwendung und Eigenschaften der Löse- und Hilfsmittel im Siebdruck. Druck-Print Nr. 10, S. 796–798 und Fortsetzung in Nr. 12, S. 990–995 (1968).
- [46] LENDLE, E.: Super-Jet Farben im Siebdruck. Der Polygraph Heft 14, Teil II (1969), S. 912–914.
- [47] FÜHLER, W.: Die Trocknungseigenschaften der Druckfarben. Der Polygraph Nr. 24/1959 und Nr. 1/1960.
- [48] Anonym: Die physikalische Trocknung von Buch- und Offsetdruckfarben. Der Polygraph Teil 1, Nr. 11, S. 883, Teil 2, Nr. 12, S. 954 (1966).
- [49] DÄTWYLER, M. A.: Entwicklung und Anwendung einer neuen Methode zur Untersuchung der physikalischen Trocknung von Lacken. Dissertation ETH Zürich, Prom. Nr. 2892 (1960).
- [50] NIESGODA, T.: Bestimmung des Gebrauchswertes von Tiefdruck-Trocknern. IPM-Mitteilungen, Leipzig 10. Jg., Heft 4 (1968), S. 159–165.
- [51] ESCHENBACH, W., WAGENBAUER, K., FINK, H. O.: Untersuchung der die Trocknung in Tiefdrucktrockenanlagen beeinflussenden Faktoren. Archiv für Druck und Papier, Berlin, 101 (1964). 1. Vierteljahr, 1. Ausgabe, S. 39–47. Siehe auch Berichtigung in Archiv für Drucktechnik Nr. 1 (1969), S. 39.
- [52] SCHEUTER, K. R., DOSDOĞRU, G. A.: Infrarotspektroskopische Untersuchungen zum qualitativen und quantitativen Nachweis von Restlösemitteln in Tiefdrucken. Archiv für Drucktechnik Nr. 1 (1969), S. 34–38.
- [53] SCHRADER, H.: Trocknung feuchter Oberflächen mittels Warmluftstrahlen, Strömungsvorgänge und Stoffübertragung. VDI-Forschungsheft 484, Düsseldorf, 1961.

- [54] GLASER, H.: Untersuchungen an Schlitz- und Mehrdüsenanordnungen bei der Trocknung feuchter Oberflächen durch Warmluftstrahlen. *Chemie-Ing.-Techn.* 34 Nr. 3 (1962), S. 200–207.
- [55] LANDGRAF, H.: Ein Beitrag zur Berechnung von Düsenanordnungen an Trocknern für bahnförmiges Gut. *Maschinenbautechnik* 12, Heft 8 (1963), S. 412–416.
- [56] KORGER, M., KŘÍŽEK, F.: Určení součinitele přenosu hmoty z podélně obtékané desky metodou sublimace naftalénu. (Bestimmung des Stoffübertragungskoeffizienten auf einer längsumströmten Platte mittels des Naphthalin-sublimationsverfahrens). Original in Tschechisch. *Zdravotní technika a vzduchotechnika* 7, (1964), S. 64–71.
- [57] KORGER, M., KŘÍŽEK, F.: Mass-Transfer coefficient in impingement flow from slotted nozzels. *Int. J. Heat Mass Transfer* 9 (1966), S. 337–344.
- [57a] BUNIN, O. A.: Stoffübertragung bei der konvektiven Trocknung von Geweben mit Düsenstrahlen. Übersetzung aus dem Russischen (*Inženerno-fizičeskij žurnal* 6 (1963), H. 1, S. 34–38); zu beziehen von der Universitätsbibliothek der TU Hannover, Best.-Nr. 800/3765.
- [58] KRASSNIKOW, W. W., DANILOW, W. A.: Isledowanje teplo-i massvobmena prisoplowoj suschkje. Orig. in Russisch. (Untersuchung über Wärme- und Stoffaustausch beim Trocknen mit Düsen) – Technologisches Institut der Nahrungsmittelindustrie, Moskau – *Inženerno-fizičeskij žurnal*, November, Band IX, Nr. 5 (1965), S. 632–639.
- [59] SCHLÜNDER, E. U., und GNIELINSKI, V.: Wärme- und Stoffübertragung zwischen Gut und auflallendem Düsenstrahl. *Chemie-Ing.-Techn.* 39, Heft 9/10 (1967), S. 578–584.
- [60] KRÖTZSCH, P.: Wärme- und Stoffübertragung bei Prallströmung aus Düsen- und Blendenfeldern. *Chemie-Ing.-Techn.* 40, Heft 7 (1968), S. 339–344.
- [61] KRÖTZSCH, P.: Über die Optimierung von Runddüsentrocknern. *Verfahrenstechnik* 3, Nr. 7 (1970).
- [62] SCHLÜNDER, E. U., KRÖTZSCH, P., und HENNECKE, W. Fr.: Gesetzmäßigkeiten der Wärme- und Stoffübertragung bei der Prallströmung aus Rund- und Schlitzdüsen. *Chemie-Ing.-Techn.* 42, Heft 6 (1970), S. 333–338.
- [63] MARTIN, H., und SCHLÜNDER, E. U.: Ursachen der Randüber Trocknung in Schlitzdüsentrocknern. *Chemie-Ing. Techn.* 42, Nr. 14 (1970), S. 927–929.
- [64] MARTIN, H.: Berechnung der Schlitzweite eines Schlitzdüsenfeldes unter der Bedingung konstanten Wärme- und Stoffüberganges in Abströmrichtung. *Chemie-Ing.-Techn.* 43, Nr. 8 (1971), S. 516–519.
- [65] KRÜCKELS, W.: Eine Methode zur photometrischen Bestimmung örtlicher Stoffübergangszahlen mit Hilfe chemischer Nachweisreaktionen. *Chemie-Ing.-Techn.* 41, Nr. 7 (1969), S. 427–433.
- [66] KRÜCKELS, W.: Photometrische Messungen des örtlichen Stoffüberganges an querangeströmten Kreiszylindern. *Chemie-Ing.-Techn.* 41, Nr. 19 (1969), S. 1068–1076.
- [67] VAROL, K., and BEG, S. A.: A novel technique for mass transfer studies. *Wärme- und Stoffübertragung Bd. 4* (1971), S. 82–86.

- [68] PERRY, K. P.: Heat transfer by convection from a hot gas jet to a plane surface. Proc. of the Institution of Mechanical Engineers, London, Vol. 168 (1954), S. 775–780. Siehe auch weitere Kommentare unter »Communications« im gleichen Buch, S. 781–784, insbes. S. 784.
- [69] THURLOW, G. G.: in »Proc. of the Institution of Mechanical Engineers, London, Vol. 168 (1954), S. 781–783« unter der Überschrift »Communications«.
- [70] KEZIOS, S. P.: Heat transfer in the flow of a cylindrical air jet normal to an infinitive plane. Ph. D. Thesis Chicago, Illinois, Institute of Technology (1956).
- [71] YUN, I. Y.: Experimental study on the flow field in an impinging jet. Ph. D. Thesis, Chicago, Illinois, Institute of Technology (1967).
- [72] KIM, T. S.: Analysis of flow characteristics in circular, submerged, impinging jets. Ph. D. Thesis, Chicago, Illinois, Institute of Technology (1967).
- [73] VICKERS, J. M. F.: Heat transfer coefficients between fluid jets an normal surfaces. Industrial and Engineering Chemistry, Vol. 51, No. 8, Aug. (1959), S. 967–972.
- [73a] BHATTACHARYA, A.: Beitrag zum Problem der FreistrahL-Luftkühlung von Flaschenformen. Dissertation TU Berlin (1958), D 83.
- [74] SMIRNOV, V. A., VERVOCHKIN, G. E., und BRDLICK, P. M.: Heat transfer between a jet and a held plate normal to flow. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 2 (1961), S. 1–7.
- [74a] OTT, H. H.: Wärmeübergang an einer durch Luftstrahlen gekühlten Platte. Schweiz. Bauzeitung, 79. Jahrgang, Heft 46, Nov. (1961), S. 834–840.
- [75] GARDON, R.: An instrument for the direct measurement of intense thermal radiation. The Review of Scientific Instruments, Vol. 24, Nr. 5 (1953), S. 366–370.
- [76] GARDON, R.: A transducer for the measurement of heat flow rate. J. Heat Transfer Trans. ASME, Series C, 82 Nov. (1960), S. 396–398.
- [77] GARDON, R., COBONPUE, J.: Heat transfer between a flat plate and jets of air impinging on it. International Developments in Heat Transfer, A.S.M.E., New York (1962), S. 454–460.
- [78] GARDON, R., and AKFIRAT, J. C.: The role of turbulence in determining the heat-transfer characteristics of impinging jets. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 8 (1965), S. 1261–1272.
- [79] GARDON, R., and AKFIRAT, J. C.: Heat transfer characteristics of impinging two-dimensional air jets. Transactions of the A.S.M.E., Journal of Heat Transfer, No. 65-HT-20 Feb. (1966), S. 101–108.
- [80] AKFIRAT, J. C.: Transfer of heat from an isothermal flat plate to a two-dimensional wall jet. Proceedings of the »third International Heat Transfer Conference« Aug. (1966) Chicago, Illinois, Papers 41–80, Vol. II, S. 274–279.
- [81] SCHUH, H., and PETERSSON, R.: Heat tranfer by arrays of two-dimensional jets directed normal to surfaces including the effects of a supperposed wall-parallel flow. Proceedings of the »third International Heat Transfer Conference« Aug. (1966), Chicago, Illinois Papers 41–80, Vol. II, S. 280–291.

- [82] McMURRAY, D. C., MYERS, P. S., and UYEHARA, O. A.: Influence of impinging jet variables on local heat transfer coefficients along a flat surface with constant heat flux. Proceedings of the »third International Heat Transfer Conference« Aug. (1966), Chicago, Illinois, Papers 41–80, Vol. II, S. 292–299.
- [83] METZGER, D. E.: Spot cooling and heating of surfaces with high velocity impinging air jets. Technical Report No. 52, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, California (1962).
- [84] SCHAUER, J. J., and EUSTIS, R. H.: The flow development and heat transfer characteristics of plane turbulent impinging jets. Technical Report No. 3, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, California (1963).
- [85] ANDERSON, J. E., STRESINO, E. F.: Heat transfer from flames impinging on flat and cylindrical surfaces. Trans. of the ASME, Journal of Heat Transfer, Febr. (1963), S. 49–54.
- [85a] JESCHAR, R., und PÖTKE, W.: Modellversuche über den Wärmeübergang zwischen einem isothermen Strahl und einer ebenen Platte. VDI-Berichte 146 (1970), »Verbrennung und Feuerungen«, VDI-Verlag, GmbH, Düsseldorf.
- [86] HUANG, G. C.: Investigation of heat-transfer coefficients for air flow through round jets impinging normal to a heat-transfer surface. Trans. of the ASME, Journal of Heat Transfer Aug. (1963), S. 237–245.
- [87] PETZOLD, K.: Der Wärmeübergang an einer senkrecht angeströmten Platte. Wiss. Z. Techn. Universität Dresden 23, Heft 4 (1964), S. 1157–1161.
- [88] LOHE, H.: Zum Wärme- und Stoffaustausch beim senkrechten Aufblasen von Gasstrahlen auf Flüssigkeitsoberflächen. Chemie-Ing.-Techn. 38, Nr. 3 (1966), S. 309–314.
- [88a] LOHE, H.: Wärme- und Stofftransport beim Aufblasen von Gasstrahlen auf Flüssigkeiten. Fortschr.-Ber. VDI-Z. Reihe 3, Nr. 15, Jan. (1967), VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf.
- [89] HILGEROTH, E.: Wärmeübergang bei Düsenströmung senkrecht zur Austauschfläche. Chemie-Ing.-Techn. 37, Nr. 12 (1965) S. 1264–1272.
- [90] HILGEROTH, E.: Wärmeübergang bei Schlitzdüsenströmung. Chemie-Ing.-Techn. 41, Nr. 12 (1969), S. 731–735.
- [91] HILGEROTH, E.: Verfahrenstechnische Optimierung der Trocknung von textilen Flächengebilden. Melliand Textilberichte 3/52 (1971), S. 341–350.
- [92] KOSCHEL, W.: Experimentelle Untersuchung des Wärmeübergangs von Prallstrahlen im Hinblick auf eine Anwendung für die Innenkühlung von Turbinenschaufeln. Dissertation TU Berlin, D 83 (1970).
- [93] NAKATOGAWA, T., NISHIWAKI, N., HIRATA, M., TORII, K.: Heat transfer of round turbulent jet impinging normally on flat plate. Heat Transfer 1970, Vol. 2, FC 5.2, S. 1–11, Oldenburg Verlag 1970.
- [93a] FECHNER, G.: Wärmeübergang bei senkrecht auftreffendem Strahl an der Platte und am Rotor. Dissertation TU München (1971).
- [94] KERSCHER, E., BÖHNER, G., und SCHNEIDER, A.: Beitrag zur Wärmeüber-

- tragung bei der Furniertrocknung mit Düsenbelüftung. Holz als Roh- und Werkstoff 26, Heft 1 (1968), S. 19–28.
- [95] KUMAR, R. N.: Stoffübertragung zwischen einem heißen Luftstrahl und einer feuchten Fläche. Chemie-Ing.-Techn. 43, Nr. 23 (1971), S. 1263–1265.
- [95a] BRAUER, H., und MEWES, D.: Gesetze für den Stoff- und den Wärmeübergang an senkrecht angeströmten Platten. Chemie-Ing.-Techn. 44 Jahrgang, Nr. 11 (1972), S. 741–744.
- [96] CORRSIN, S.: Investigation of flow in an axially symmetrical heated jet of air. NACA Wartime Reports, Series W-94 (1943).
- [97] LAURENCE, J. C.: Intensity, scale and spectra of turbulence in mixing region of free subsonic jet. Nat. Adv. Comm. Aeron. (NACA), T.R. Nr. 1292, Washington 1956.
- [98] VAN DER HEGGE ZIJNEN, B. G.: Measurements of turbulence in a plane jet of air by the diffusion method and by hotwire-method. Appl. sci. Res. A7 (1957/58), S. 293–313.
- [99] MILLER, D. R., and COMINGS, E. W.: Static pressure distribution in the free turbulent jet. J. Fluid Mech. 3 (1957), S. 1–16.
- [100] MILLER, D. R., and COMINGS, E. W.: Force-momentum fields in a dual-jet flow. J. Fluid Mech. 7 (1960), S. 237–256.
- [101] SATO, H.: The stability and transition of a two-dimensional jet. J. Fluid Mech. 7 (1960), S. 53–80.
- [102] WILLE, R.: Beiträge zur Phänomenologie der Freistrahlen. Z. Flugwiss. 11, Nr. 6 (1963), S. 222–233.
- [103] HUESMANN, K.: Eigenschaften turbulenter Strahlenbündel. Chemie-Ing.-Techn. 38, Nr. 3 (1966), S. 293–297.
- [104] HUESMANN, K.: Druckverlust- und Durchflussskoeffizienten von senkrecht angeströmten perforierten Platten. Chemie-Ing.-Techn. 38, Nr. 8 (1966), S. 877–879.
- [105] EBRAHIMI, I.: Turbulenz in isothermen Freistrahlen. Forsch. Ing.-Wes. 34, Nr. 6 (1968), S. 177–182.
- [106] MAIER, P.: Turbulenzmessungen an isothermen Drallfreistrahlen, Forsch. Ing.-Wes. 35, Nr. 4 (1969), S. 101–106.
- [107] DOSDOĞRU, G. A.: Über die Ausführung von Schlitzdüsen im Unterschallbereich (Interner Bericht vom Institut für Druckmaschinen und Druckverfahren der TH Darmstadt in den »Mitteilungen« Heft Nr. 2 (1969), Forschungsgesellschaft Druckmaschinen e. V.).
- [108] SCHEUTER, K. R., DOSDOĞRU, G. A.: Die Messung der örtlichen Wärmeübergangszahl mittels eines geheizten Bandes. Schweizer Archiv für angew. Wiss. und Techn. Vol. 36, No. 10 (1970), S. 317–334.
- [109] DOSDOĞRU, G. A.: Diskussionsbeitrag zu Paper FC 5.2 – hier Literaturstelle [93] – in Heat Transfer 1970, Vol. X, Oldenburg Verlag (1971), S. 83.
- [110] SCHEUTER, K. R., DOSDOĞRU, G. A.: Factors influencing the physical drying of printing inks in drying systems. Paper 6 in »Recent Developments in Graphics Arts Research« S. 97–115, Herausgegeben von Banks, W. H.: Oxford, Pergamon Press (1971).

- [111] SCHEUTER, K. R., DOSDOĞRU, G. A.: Investigation of impinging air jet dryers with respect to possible automation. TAGA-Proceedings 1971, Rochester U.S.A. (Techn. Ass. of the Graphic Arts. P. O. Box 3064, Federal Station, Rochester, New York U.S.A. 14614) (1971) S. 224–250.
- [112] DOSDOĞRU, G. A.: Einfluß des Turbulenzgrades auf den Wärme- und Stoffübergang in Schlitzdüsentrocknern. Chemie-Ing.-Techn. 44, Heft 24 (1972), S. 1340–1345.
- [113] ACHENBACH, E.: Beitrag zur Messung der örtlichen Wärmeübergangszahl in turbulenten Reibungsschichten bei erzwungener Konvektion, Dissertation TU Berlin, 1965.
- [114] KIZAOU, J.: Zur Messung örtlicher Wärmeübergangszahlen an technischen Objekten. Dissertation TU Berlin, 1965.
- [115] LUDWIG, H.: Ein Gerät zur Messung der Wandschubspannung turbulenter Reibungsschichten. Ing. Arch., Band 17 (1949), S. 207–218.
- [116] KOCH, R.: Druckverlust und Wärmeübergang bei verwirbelter Strömung. VDI-Forschungsheft 469, Düsseldorf, 1958.
- [117] PRESTON, J. H.: The determination of turbulent skin friction by means of Pitot tubes. J. Roy. Aeron. Soc. 58 (1954) S. 109–121.
- [118] RECHENBERG, J.: Zur Messung der turbulenten Wandreibung mit dem Prestonrohr. Jahrbuch 1962 der WGLR, S. 151–159.
- [119] RECHENBERG, J.: Messung der turbulenten Wandschubspannung. Zeitschrift für Flugwissenschaft 11, Heft 11, (1963), S. 429–438.
- [120] HERBECK, M.: Der Wärmeaustausch zwischen einem geheizten Band und einer Konvektionsströmung. Zeitschr. angew. Mathematische Mechanik 33, Nr. 10/11 (1953), S. 362–382.
- [121] BELLHOUSE, B. J., and SCHULTZ, D. L.: Determination of mean and dynamic skin friction, separation and transition in low-speed flow with a thin-film heated element. Journal Fluid. Mech. Vol. 24, part 2 (1966), S. 379–400.
- [122] MAYINGER, F., und SCHAD, O.: Örtliche Wärmeübergangszahlen in querangeströmten Stabbündeln. Wärme- und Stoffübertragung Bd. I, Heft 1 (1968), S. 43–51.
- [123] FITZNER, K.: Beitrag zur Messung der örtlichen Wärmeübergangskoeffizienten im Wandstrahl an einem quer angeströmten Kreiszylinder. DVL-Bericht Nr. 732, 1968.
- [124] EIFLER, W.: Begrenzung für die Anwendbarkeit von Preston-Rohren in Kanalströmungen (Limitations on the use of Preston tubes in channel flow). Wärme- und Stoffübertragung, Bd. 3 (1970), S. 58–62.
- [125] ECKERT, E.: Die Berechnung des Wärmeüberganges in der laminaren Grenzschicht umströmter Körper. VDI-Forschungsheft 416, Berlin 1942.
- [126] SUGAWARA, S., und SATO, T.: Heat transfer on the surface of a flat plate in the forced flow. Mem. Fac. Engng. Kyoto Univ. 14 (1952), S. 21–37. Auszug in Chemie-Ing.-Technik 24 (1952), S. 633.
- [127] KESTIN, J., MAEDER, P. F., and WANG, H. E.: Influence of turbulence on the transfer of heat from plates with and without a pressure gradient. Int. J. Heat Mass Transfer 3 (1961), S. 133–154.

- [128] BÜYÜKTÜR, A. R., KESTIN, J., and MAEDER, P. F.: Influence of combined pressure gradient and turbulence on the transfer of heat from a plate. *Int. J. Heat and Mass Transfer* 7, (1964), S. 1175–1186.
- [129] BROWN, G. L.: The application of heated surface films to aerodynamic measurement in boundary layers. Dissertation Magdalen College, Oxford University (1967).
- [130] GEREMIA, J. O.: An experimental investigation of turbulence effects at the solid boundary using flush mounted hot film sensors. Dissertation School of Eng. and Appl. Science of the George Washington University (1970), (Engineering Department Report 70 – 2 United States Naval Academy).
- [131] EDLER v. BOHL, J. G.: Das Verhalten paralleler Luftstrahlen. *Ingenieur-Archiv* XI. Band (1940), S. 295–314.
- [132] JUNG, R.: Grundzüge der von parallelen Schlitzbrennern ausgehenden Randgasströmung in Feuerräumen. *Mitt. der Vereinig. der Großkesselbesitzer (VGB) Heft 90*, Juni (1964), S. 143–154.
- [133] SCHRECK, C.: Strömungsuntersuchungen an Brennerstrahlen. *Mittl. der Ver. der Großkesselbesitzer (VGB) Heft 90*, Juni (1964), S. 154–157.
- [134] LIEPMANN, H. W., and SKINNER, G. T.: Shearing stress measurements by use of a heated element. *NACA Techn. Note* 3268, (1954).
- [135] FALKNER, W. M., and SKAN, S. W.: Some approximate solution of the boundary layer equations. *ARC, R & M*, 1314, (1930).
- [136] LIGHTHILL, M. J.: Contribution to the theory of heat transfer through a laminar boundary layer. *Proc. Roy. soc.* 202; A; 359; (1950).
- [137] HARTREE, D. R.: On an equation occurring in Falkner and Skan's approximate treatment of the equation of the boundary layer. *Proc. Cambr. Phil. Soc.* 33, Part II (1937) S. 223–239.
- [138] EVANS, H. L.: Mass transfer through laminar boundary layers – 7. Further similar solutions to the b-equation for the case $B = 0$. *Int. J. Heat Mass Transfer*. Vol. 5 (1962) S. 35–57.
- [139] POHLHAUSEN, E.: Der Wärmeaustausch zwischen festen Körpern und Flüssigkeiten mit kleiner Reibung und kleiner Wärmeleitung. *Zeitschr. angew. Math. Mech.* Bd. 1 (1921) S. 115–121.
- [140] REICHARDT, H.: Die Wärmeübertragung in turbulenten Reibungsschichten. *Zeitschr. für angew. Math. und Mech.* Bd. 20, Heft 6 (1940) S. 297–328.
- [141] REICHARDT, H.: Der Einfluß der wandnahen Strömung auf den turbulenten Wärmeübergang. *Mitt. Max-Planck-Inst. f. Strömungsforsch.* Nr. 3 (1950).
- [142] REICHARDT, H.: Die Grundlagen des turbulenten Wärmeüberganges. *Arch. ges. Wärmetechnik* 2. Jahrg. (1951) Heft 6/7, S. 129–142.
- [143] REICHARDT, H.: Vollständige Darstellung der turbulenten Geschwindigkeitsverteilung in glatten Leitungen. *Zeitschr. angew. Math. Mech.* Bd. 31, Nr. 7, (1951) S. 208–219.
- [144] ECKERT, E.: Einführung in den Wärme- und Stoffaustausch. 3. Aufl., Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1963.
- [145] GRÖBER, ERK, GRIGULL: Grundgesetze der Wärmeübertragung. 3. Aufl., Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1963.

- [146] SCHMIDT, E.: Thermodynamik. 10. Aufl., Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1963.
- [147] SCHLICHTING, H.: Grenzschichttheorie. 5. Aufl. G. Braun-Verlag, Karlsruhe, 1965.
- [148] WALZ, A.: Strömungs- und Temperaturgrenzschichten. 1. Aufl., Verlag G. Braun, Karlsruhe, 1966.
- [149] KRISCHER, O.: Die wissenschaftlichen Grundlagen der Trocknungstechnik. 2. Aufl., Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1963.
- [150] PRANDTL, L., OSWATITSCH, K., und WIEGHARDT, K.: Strömungslehre. Friedr. Vieweg+ Sohn Verlag Braunschweig, 7. Aufl. 1969.
- [151] GOLDSTEIN, S.: Modern developments in fluid dynamics. Dover Publications Inc. New York (1965) (1. Aufl. 1937).
- [152] CURLE, N.: Laminar boundary layer equations. Oxford Mathematical Monographs 1962.
- [153] CURLE, N.: Heat transfer through a constant property laminar boundary layer. ARC, R & M, 3300, (1961).
- [154] MABUCHI, I., and KUMADA, M.: Studies on heat transfer to turbulent jets with adjacent boundaries (1st Report, Flow development and mass transfer in plane turbulent wall jet). Bulletin of the JSME. Vol. 15, No. 88, S. 1236-1245.

15. LEBENSLAUF

Ich, Ali Günay Dosdoğru, wurde am 2. September 1938 als Sohn des Dipl.-Volkswirtes Şerif Dosdoğru und seiner Ehefrau Şükran, geb. Dayanç (beide türkische Staatsangehörige) in Paris/Frankreich, geboren. Infolge des Ausbruches des zweiten Weltkrieges kehrten meine Eltern und ich 1941 in die Türkei zurück.

Im Jahr 1944 wurde ich eingeschult und besuchte bis zum Jahre 1949 in Istanbul/Türkei die Grundschule, dann wechselte ich in das Realgymnasium über. Im Jahre 1955 bestand ich das Abitur. Anschließend immatrikulierte ich mich an der Istanbuler Universität, Fakultät für Astronomie, Mathematik und Physik. Im Jahre 1956 zum Wintersemester wechselte ich zur Technischen Hochschule Darmstadt, Fakultät für Maschinenbau, über. Im November 1960 bestand ich die Diplom-Vorprüfung und schloß im Dezember 1963 mit der Diplom-Hauptprüfung an der Technischen Hochschule Darmstadt mein Studium ab. Während meiner Studienzeit arbeitete ich mehrere Male bei verschiedenen türkischen und deutschen Firmen als Praktikant, als Werkstudent oder als technischer Zeichner, für einen Zeitraum von etwa insgesamt 21 Monaten.

Ferner übte ich nach der Diplom-Vorprüfung Hilfsassistententätigkeit (ca. ein Jahr) im Windkanal des Instituts für Luftfahrttechnik der Technischen Hochschule Darmstadt bei dem damaligen Institutsleiter, Herrn Professor Dr.-Ing. G. Bock, aus.

Nach Abschluß meines Studiums begann ich im Januar 1964 am Institut für Druckmaschinen und Druckverfahren an der Technischen Hochschule Darmstadt als wissenschaftlicher Mitarbeiter bei dem damaligen Institutsleiter, Herrn Professor Dr. Wolfram Eschenbach, zu arbeiten. Nach seiner Emeritierung habe ich seit 1966 bei seinem Nachfolger, Herrn Professor Dipl.-Ing. Karl R. Scheuter, meine Tätigkeit fortgesetzt. Am 12. Mai 1971 wurde ich an demselben Institut zum wissenschaftlichen Assistenten und am 1. August 1972 zum Dozenten im Fachbereich Maschinenbau an der Technischen Hochschule Darmstadt ernannt.

Ich bin seit 1964 mit Bärbel Dosdoğru, geb. Zollern, verheiratet und habe zwei Söhne im Alter von zwei und sechs Jahren.